

Analyse der Signale eines Multianoden-Photomultipliers auf Mikrosekunden-Zeitskala

Bachelor-Arbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science
(B.Sc.)

der Universität Siegen



Department Physik

vorgelegt von
Sebastian Sonntag

Dezember 2013

Inhaltsverzeichnis

Abstract	1
1 Einleitung	3
1.1 Motivation	3
1.2 Pierre-Auger-Observatorium und AMIGA-Erweiterung	4
1.3 Aufbau und Funktionsweise eines PMTs	9
1.4 Multianoden-PMT	15
1.5 Verwendeter PMT	16
2 Versuchsaufbau	19
2.1 Signalverfolgung	19
2.2 PMT-Karte	22
2.3 Dunkelkiste	23
2.4 Ergänzungen	24
3 Datennahme	25
3.1 Messtypen	27
3.1.1 xy-Scan	27
3.1.2 Pixel-Messung	30
3.2 Datenkonvertierung	31
4 Analyse	35
4.1 Selektion und Einteilung der Daten	36
4.2 Spektrum integrierter Signale	38
4.2.1 Spektrum einer einzelnen Messreihe	39
4.2.2 Spektren verschiedener Pixel bei gleicher Konfiguration	40
4.3 Zeitverteilung	41
4.4 PMT 2	43
4.5 Vergleich mit den Daten der AMIGA-Erweiterung des Pierre-Auger-Observatoriums	45
4.6 Erweiterter Vergleich der Effektraten mit Konfiguration α	52
5 Zusammenfassung und Ausblick	55
Abbildungsverzeichnis	i
Tabellenverzeichnis	iii
Liste der verwendeten Geräte	v

Liste der verwendeten Komponenten	vii
Liste der verwendeten Begriffe	ix
Literaturverzeichnis	xi
Danksagung	xiii
Erklärung	xv

Abstract

In vielen Experimenten und Anwendungen ist es nötig, Lichtsignale in der Größenordnung einzelner Photonen zu detektieren. Oft werden dabei Photomultiplier (PMT) [K1] als Detektoren verwendet. Diese arbeiten nach dem Prinzip des Photoeffektes. Insbesondere bei großen PMTs tritt ein Effekt auf, der Nachpulsen genannt wird. Bei solchen Nachpulsen handelt es sich meist um ionisierte Atome im Restgas des PMTs, welche zeitlich versetzte Signale auslösen. Diese Nachpulse werden nach einer typischen Zeit von einigen hundert Nanosekunden bis hin zu einigen wenigen Mikrosekunden nach dem eingehenden Signal registriert. Neben den PMTs, die eine Anode besitzen, wurden mit der Zeit auch Multianoden-PMTs entwickelt, die mehrere Anoden (Pixel) in einem PMT-Gehäuse vereinen. Ein solcher Multianoden-PMT wird auch bei der AMIGA-Erweiterung (auger muons and infill for the ground array) des Pierre-Auger-Observatoriums in Argentinien verwendet. Mit dieser Erweiterung ist es möglich, über unterirdische Detektorstationen Myonen zu identifizieren, die in durch die Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre entstehenden Luftschauern auftreten. Die Myonen treffen auf einen unterirdischen Szintillator, in welchem Szintillationslicht erzeugt wird. Dieses wird von einem Multianoden-PMT registriert. Neben den Signalen, die auf einen Myoneinfall zurückzuführen sind, werden im zeitlichen Abstand von ungefähr einer Mikrosekunde weitere Signale registriert. Aufgrund des zeitlichen Abstandes zum Signal des Myons und der Größe des Multianoden-PMTs kann, im Fall der AMIGA-Erweiterung ein klassisches Nachpulsen als Erklärung dieses Effektes ausgeschlossen werden.

In dieser Arbeit wird das Signalverhalten eines Multianoden-PMTs auf einer Zeitskala von bis zu $\Delta t \approx 10 \mu\text{s}$ untersucht. Dazu werden Labormessungen mit dem PMT durchgeführt, wobei keine AMIGA-Elektronik verwendet wird. Die Signale werden bei den Labormessungen von einer Licht emittierenden Diode [K3] erzeugt. Mit Hilfe dieser Labormessungen soll eine detaillierte Untersuchung des Signalverhaltens durchgeführt werden. Die für diese Untersuchung notwendigen Schritte sind, ausgehend von der Datennahme über die Konvertierung der Daten bis hin zur eigentlichen Analyse, vollständig dargestellt und erläutert. Im Anschluss an die Analyse wird ein Vergleich der Labordaten mit den Daten einer Messung mit der AMIGA-Erweiterung durchgeführt. Dieser Vergleich und die dafür notwendigen Umrechnungen sind ebenfalls umfassend aufgeführt.

1 Einleitung

1.1 Motivation

In der vorliegenden Bachelor-Arbeit werden Messungen der zeitlichen Struktur der Signale eines Photomultipliers (PMT) auf einer Zeitskala von bis zu $10,24 \mu\text{s}$ analysiert. Bei dem vorgestellten PMT handelt es sich um den Multianoden-Typ (Abschnitt 1.4), der auch bei der AMIGA-Erweiterung des Pierre-Auger-Observatoriums in Argentinien (Abschnitt 1.2), zum Einsatz kommt. Die Abkürzung AMIGA steht für *auger muons and infill for the ground array*. In einer Analyse der ersten Daten dieser Erweiterung konnte festgestellt werden, dass in der Zeitverteilung der Signale registrierter kosmischer Sekundärteilchen (Abschnitt 1.2) nach dem Hauptsignal in einigen Fällen ein weiteres Signal detektiert wurde. Aufgrund der zeitlichen Differenz des ersten Signals zum zweiten und der Größe des verwendeten PMTs, ist ein klassisches Nachpulsen (*afterpulsing*) des PMTs auszuschließen (Abschnitt 1.3). Die Herkunft des zweiten Signals, im Folgenden Effekt (Abschnitt 4.1) genannt, kann mit den Daten des Experiments nicht geklärt werden. In Abbildung 1.1 ist eine Zeitverteilung von allen registrierten Ereignissen, welche zu einer Messreihe der AMIGA-Erweiterung gehören, mit Hauptsignal und Effekt dargestellt. Dazu wird in allen Ereignissen nach den jeweiligen Amplituden gesucht und diese zur zugehörigen Zeit in das Diagramm eingetragen. Aus der Summe aller Ereignisse innerhalb der Messreihe ergibt sich die Zeitverteilung. Es ist mit einem Farbcode kenntlich gemacht, ob alle Pixel des PMTs, oder nur Rand- oder Zentralpixel aufgetragen sind. Der Maximalwert im Diagramm ist in grün hervorgehoben und mit Trigger Signal gekennzeichnet. Er kann auf die Messung von Sekundärteilchen zurückgeführt werden. Das Abbrechen der Kurve beim Zeitpunkt 768 liegt daran, dass die Ereignisaufnahme mit der AMIGA-Erweiterung zu diesem Zeitpunkt beendet wird. Ein Zeitbin in der AMIGA-Erweiterung hat eine Länge von $\Delta t_{\text{AMIGA}} = 12,5 \text{ ns}$.

Ziel dieser Arbeit ist es, den Effekt näher zu untersuchen. Dazu wird der PMT in einem Teststand ohne die im Experiment angeschlossene Elektronik betrieben (Kapitel 2). So kann in einem ersten Schritt bereits ausgeschlossen werden, dass der Effekt nicht im PMT, sondern der Elektronik der AMIGA-Erweiterung hervorgerufen wird. Die Signale der registrierten Sekundärteilchen werden im Teststand durch eine Licht emittierende Diode (LED) [K3] simuliert, die mit einer Fiber an den PMT gekoppelt ist. Die LED selbst wird mit einem Pulsgenerator (PG) [G3] betrieben (Kapitel 2 und Abschnitt 3.1.1). Die Datennahme, sowie die Analyse und die Auswertung sind zentraler Gegenstand dieser Arbeit.

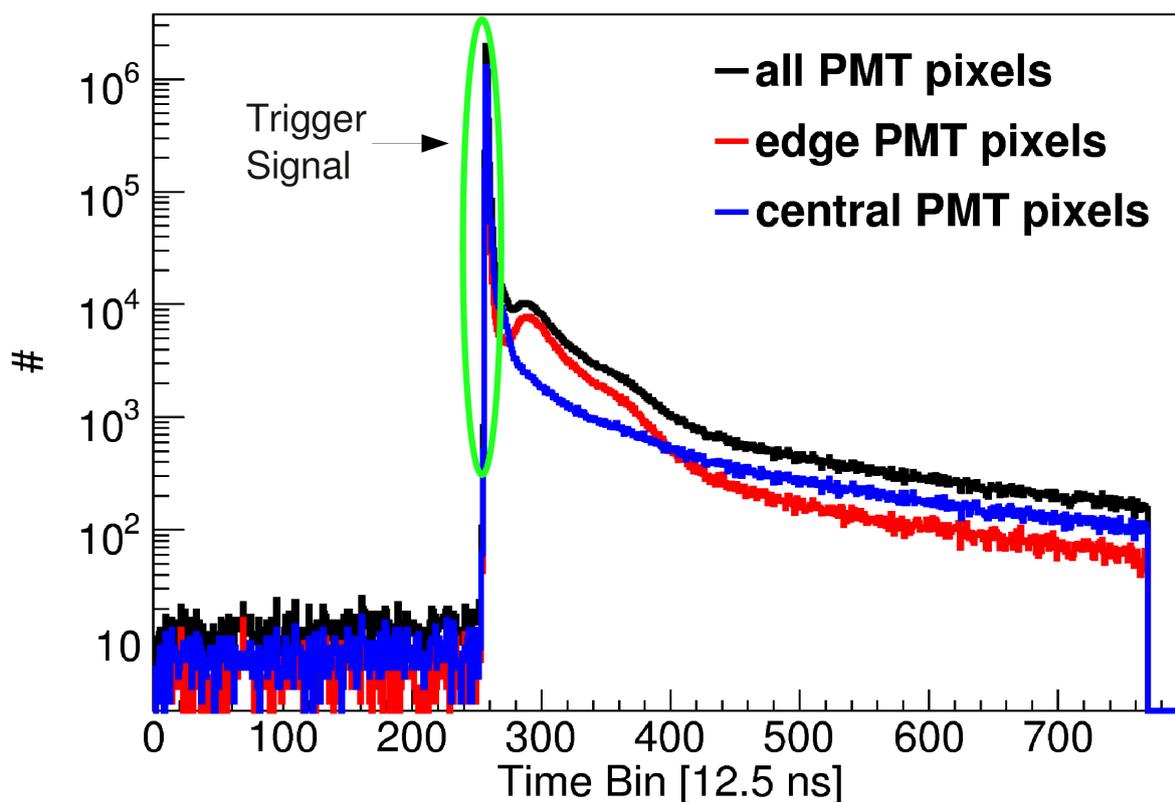


Abbildung 1.1: Zeitverteilung aller registrierten Ereignisse einer Messreihe der AMIGA-Erweiterung des Pierre-Auger-Observatoriums: Auf der x-Achse ist die Zeit in Zeitbins von je 12,5 ns aufgetragen. Der Farbcode zeigt die unterschiedlichen Beiträge für alle (schwarz), Rand- (rot) und Zentralpixel (blau). Der Maximalwert im Diagramm, welcher auf die Messung von Sekundärteilchen zurückzuführen ist, ist in grün hervorgehoben und mit Trigger Signal gekennzeichnet. [1]

1.2 Pierre-Auger-Observatorium und AMIGA-Erweiterung

Das Pierre-Auger-Observatorium ist ein ca. 3 000 km² großes Observatorium in der Provinz Mendoza, in der Nähe der Stadt Malargüe, mit dessen Hilfe es möglich ist, Messungen kosmischer Teilchen durchzuführen. Das Pierre-Auger-Observatorium befindet sich auf einer 1 400 m hohen Hochebene der Pampa Argentinien und benutzt zwei verschiedene Detektortypen. Bei diesen handelt es sich zum einen um einen Oberflächendetektor (surface detector, SD), welcher aus über 1 600 einzelnen Wasser-Cherenkov-Detektorstationen besteht, die in einem Abstand von 1 500 m in einem triangulären Muster angeordnet sind. Im Westen des SD-Feldes existiert ein Gebiet, welches als Infill bezeichnet wird und in der einige Stationen zwischen den regulären Stationen aufgestellt sind. Der Abstand der einzelnen Stationen des SDs untereinander wird im Bereich des Infills auf 750 m halbiert, bzw. auf 433 m ungefähr gedrittelt [2], [3]. Zum anderen besteht das Pierre-Auger-Observatorium aus einem Fluoreszenzdetektor (fluorescence detector, FD), welcher aus 24 einzelnen Fluoreszenzteleskopen besteht, die, verteilt auf vier Stationen,

Fluoreszenzlicht in der oberen Atmosphäre oberhalb des SDs nachweisen. Die vier Stationen sind so angelegt, dass sie das gesamte Feld des SDs überblicken können [4]. Mit den beiden Detektortypen SD und FD sind sowohl voneinander unabhängige Messungen, als auch Hybridmessungen möglich. In Abbildung 1.2 ist das Pierre-Auger-Observatorium mit den Stationen des SDs (Punkte) und des FDs (grau unterlegte Flächen), sowie mit ersten installierten Stationen des Infills dargestellt. Zusätzlich zu den zwei Detektoren des ursprünglichen Designs existieren in der Zwischenzeit Erweiterungen. Eine dieser Erweiterungen ist die AMIGA-Erweiterung, welche weiter unten detaillierter erläutert wird.

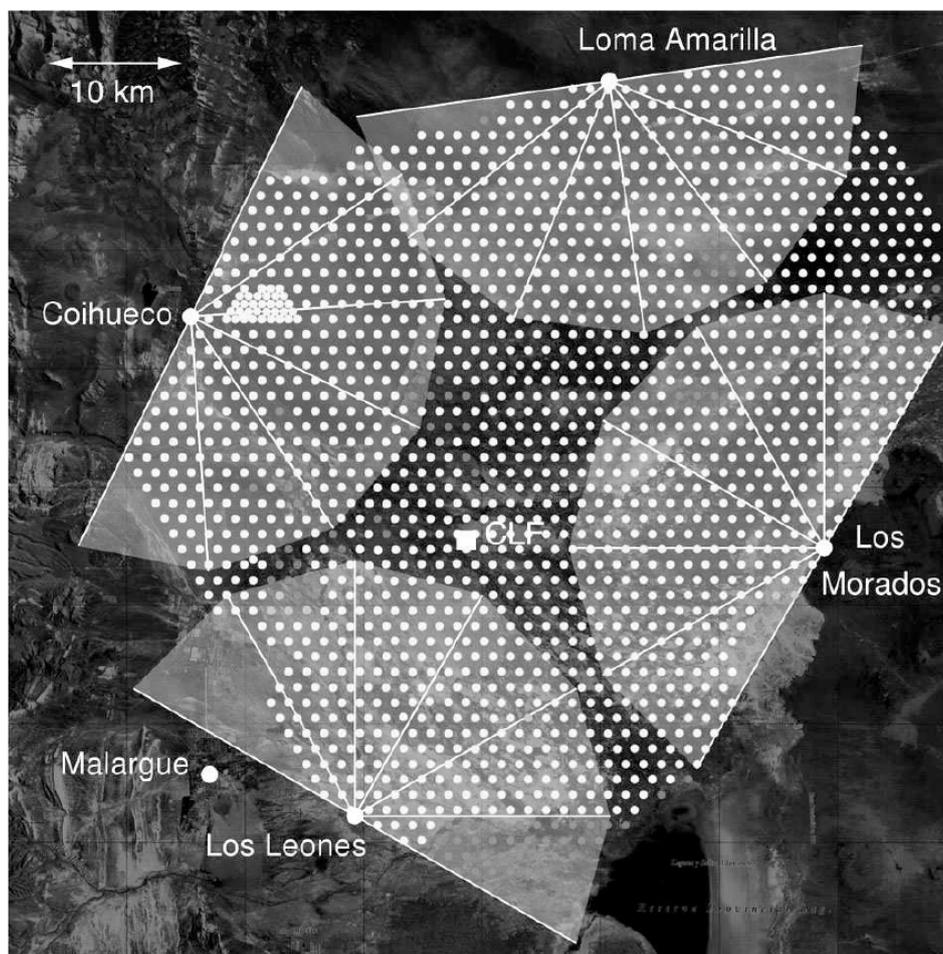


Abbildung 1.2: Pierre-Auger-Observatorium: Karte aus der Zeit des Aufbaus des Pierre-Auger-Observatoriums, wobei die über 1600 Stationen des SDs mit regulärem Abstand von 1500 m zueinander gepunktet eingezeichnet sind. Weiße Punkte stehen für bereits installierte Stationen, dunkel grau dargestellte Punkte stehen für geplante Stationen des SDs. Das in Teilen fertiggestellte Infill mit erhöhter Stationsdichte ist im Westen des SD-Feldes, in der Nähe der FD-Station Coihueco, eingetragen. An den vier Stationen des FDs sind die Sichtfelder der einzelnen Teleskope mit grauen Flächen verdeutlicht. [4]

Beobachtet und gemessen werden bei allen Detektoren und Erweiterungen des Pierre-Auger-Observatoriums die im Teilchenschauer entstehenden verschiedenen Teilchen, wenn kosmische Teilchen auf die obere Schicht der Erdatmosphäre treffen. Die kosmischen Teilchen nennt man Primärteilchen. Primärteilchen sind im Wesentlichen Protonen und Atomkerne. Die während der Propagation des Teilchenschauers entstehenden Teilchen, welche sich in den Schauerkaskaden Richtung Erdboden bewegen, nennt man Sekundärteilchen. Da die unterschiedlichen Sekundärteilchen unterschiedliche Zerfallskanäle und Lebensdauern haben, sowie in unterschiedlichen Höhen erzeugt werden, erreichen nicht alle Sekundärteilchen die Erdoberfläche. Die Sekundärteilchen, welche den Erdboden erreichen und detektiert werden, geben durch ihre Energie und Streuung um die Schauerachse Aufschluss über die Art und die Energie des Primärteilchens. Die volle Triggereffizienz wird für den SD bei $E_{\text{trigg}}^{\text{max}} \geq 3 \cdot 10^{18}$ eV [3] erreicht. Durch die jeweiligen Erweiterungen, und insbesondere durch das Infill mit erhöhter Stationsdichte (s.o.), ist es möglich, die Energie-Untergrenze der vollen Triggereffizienz zu erniedrigen und somit den beobachtbaren Energiebereich bei voller Triggereffizienz zu vergrößern. Die AMIGA-Erweiterung erniedrigt die Energie-Untergrenze, bei halbiertem Abstand der Stationen untereinander (750 m), auf $E_{\text{trigg}}^{\text{max}} \approx 10^{17,5}$ eV [5].

Oberflächendetektor, SD

Jede Station des SDs besteht aus einem Tank, welcher 12 m^3 hochreines Wasser und drei PMTs zur Messung der Signale enthält. Außerdem besteht jede Station aus einer Elektronikeinheit, die u.a. die Signale der PMTs ausliest und die Daten zu einer zentralen Datennahmestelle sendet, wenn bestimmte Bedingungen, wie z.B. das Auftreten einer bestimmten Signalstärke, erfüllt sind. In der Zentrale werden die Signale der einzelnen Stationen verglichen und nach definierten Kriterien analysiert. So ist es möglich, unter Berücksichtigung mehrerer Stationen beispielsweise Rückschlüsse auf die Energie, den Typ und die Ankunftsrichtung des Primärteilchens zu ziehen [2].

Das physikalische Prinzip, nach dem die Stationen des SDs arbeiten, ist der Cherenkov-Effekt. Dieser Effekt bezeichnet das Emittieren von Photonen, wenn sich Teilchen mit einer höheren Geschwindigkeit in einem Medium bewegen, als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium beträgt. In diesem Fall haben die einfallenden Sekundärteilchen annähernd Lichtgeschwindigkeit in Luft und durchqueren mit dieser Geschwindigkeit das Wasser des Tanks einer Station. Da Wasser mit $n = 1,33$ im Vergleich zu Luft ($n = 1,0003$) einen signifikant größeren Brechungsindex besitzt, kommt es so im Wasser des Tanks zur Entstehung von Cherenkov-Licht. Dieses Licht wird mit einem PMT registriert und zu einem elektrisch messbaren Signal verstärkt [6].

Fluoreszenzdetektor, FD

Die einzelnen Teleskope des FDs registrieren das in der oberen Atmosphäre entstehende Fluoreszenzlicht, wenn durch Schauerpartikel angeregte Stickstoffatome unter Aussendung eines Photons in ihren Grundzustand zurückfallen. Da mit Hilfe des FDs einzelne Photonen nachgewiesen werden können und die Elektronik entsprechend sensitiv ist, kann der Betrieb nicht 24 Stunden aufrecht erhalten werden, sondern ist nur in klaren, mondlosen Nächten möglich. Im Vergleich zum SD, der 100% der Zeit aktiv ist, ergibt sich so eine Effizienz von nur 10-15% [4].

AMIGA-Erweiterung des Pierre-Auger-Observatoriums

Um Auskunft über die Art und die Energie des Primärteilchens zu erhalten, ist es möglich, die Höhe des Schauermaximums (X_{\max}) in der Atmosphäre zu bestimmen, da mit steigender Massenzahl A und Energie E des Primärteilchens das Schauermaximum in größere Höhen verlagert wird. Eine weitere Methode, zur Bestimmung der Art und der Energie des Primärteilchens ist, das Verhältnis von Myonen zur Gesamtanzahl der Teilchen in der Schauerkaskade zu ermitteln. Die Anzahl der Myonen eines Teilchenschauers nimmt mit steigendem A des Primärteilchens zu. Das Verhältnis von Myonen zur Gesamtanzahl an Teilchen stellt somit eine sensitive Messgröße dar.

Myonen besitzen einen vergleichsweise kleinen Wechselwirkungsquerschnitt für Reaktionen mit Materie. Es ist folglich möglich, durch eine geschickte Anordnung von Absorbern und einem Detektor dafür zu sorgen, dass lediglich Myonen den Detektor erreichen. Genau dies wird mit der AMIGA-Erweiterung des Pierre-Auger-Observatoriums umgesetzt, bei der das Erdreich als Absorber genutzt wird. Die AMIGA-Myonenzähler sind in einer Tiefe von 2,25 m seitlich versetzt unterhalb einer Station des SDs installiert. Damit Myonen in dieser Tiefe detektiert werden können, benötigen sie eine Mindestenergie von ca. 10^9 eV [7]. Eine Detektionsmöglichkeit der Myonen ist dabei der Nachweis mit Hilfe eines Szintillationszählers. Auf den Szintillator treffende Teilchen erzeugen in diesem Szintillator-Licht, welches von einem PMT detektiert werden kann. Diese Prinzip wird auch bei der AMIGA-Erweiterung zur Registrierung von Teilchendurchgängen genutzt.

Ein AMIGA-Myonenzähler besteht aus einem Szintillator, welcher 64 einzelne Streifen besitzt, die mit 64 Fasern an einen Multianoden-PMT (Abschnitt 1.4) gekoppelt sind. Außerdem besitzt jeder Myonenzähler eine Steuerungs- und Ausleseelektronik. Diese ist dafür zuständig, die analogen Signale des PMTs in digitale Signale zu wandeln. Außerdem wird dort auch die Triggerbedingung zur Aufnahme und Weiterleitung von Daten eingestellt. Es werden zwei Arten von Triggerbedingungen unterschieden. Zum einen existiert die Möglichkeit, bei einer bestimmten Anzahl von zeitgleich angesprochenen Kanälen zu triggern. Die Anzahl dieser zeitgleich angesprochenen Kanäle wird als Besetzungszahl (occupancy, OCC) angegeben. Minimal kann ein einzelner angesprochener Kanal als Trigger dienen (OCC1), maximal können alle 64 Kanäle

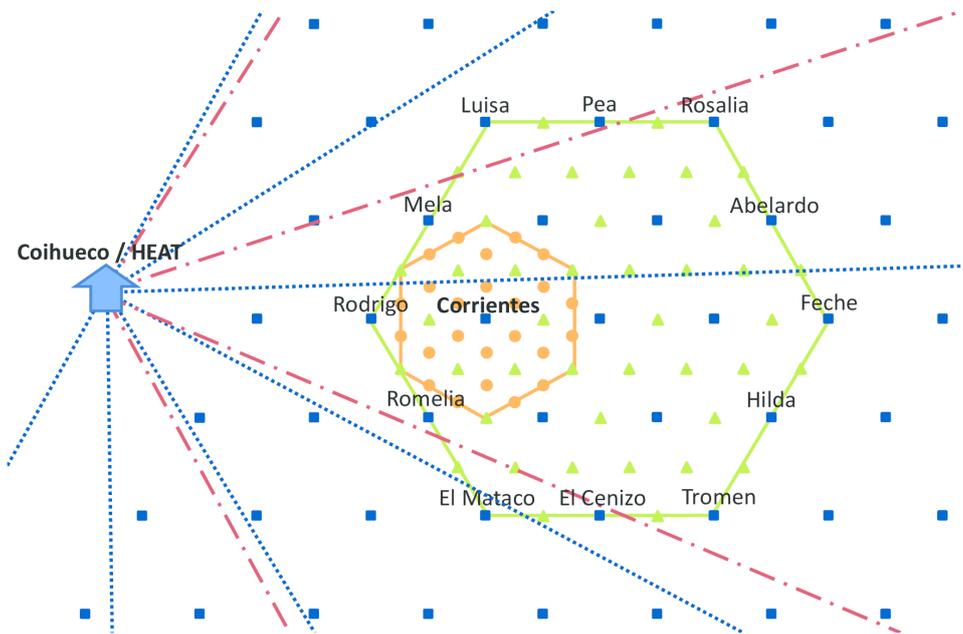


Abbildung 1.3: Darstellung der AMIGA-Erweiterung: Neben den Stationen des SDs, die im regulären Abstand von 1500 m aufgestellt sind (Vierecke), sind auch die Stationen mit einem Abstand von 750 m (Dreiecke) und von 433 m (Kreise) eingetragen. Auf der linken Seite der Abbildung befindet sich die FD-Station Coihueco. Die Sichtfelder der 6 Teleskope werden durch die gepunkteten Linien eingegrenzt. Die Sichtfelder der FD-Erweiterung HEAT sind mit der gestrichelt-gepunkteten Linien dargestellt. [7]

als Triggerbedingung gefordert werden (OCC64). Zusätzlich gibt es noch die Möglichkeit eines externen Triggers, etwa von der zugehörigen Station des SDs [8]. Neben Auslese und Wandlung der Signale, sowie der Einstellung der jeweiligen Triggerbedingung dient die Elektronik der AMIGA-Zähler dazu, die Signale an die zugehörige Oberflächenelektronik zu senden. Diese wiederum leitet die Daten zu einer zentralen Datennahmestelle weiter. Außerdem ist in der Nähe der oberhalb der AMIGA-Myonenzähler installierten Station des SDs auch die Stromversorgung der entsprechenden Myonenzähler installiert.

Die AMIGA-Erweiterung befindet sich aktuell im Aufbau. In voller Ausbaustufe soll die Erweiterung 340 AMIGA-Myonenzähler umfassen, je vier Zähler seitlich versetzt unterhalb der zugehörigen Station des SDs verteilt [3]. Zu der Zeit, in der die in Abbildung 1.1 gezeigten Daten genommen wurden, existierten acht AMIGA-Myonenzähler. Unterhalb von sechs Stationen des SDs war je ein zugehöriger Myonenzähler der AMIGA-Erweiterung installiert, unter einer Station des SDs waren bereits zwei AMIGA-Myonenzähler installiert.

Abbildung 1.3 zeigt die AMIGA-Erweiterung anhand einer Karte. Dargestellt sind, soweit dies der Ausschnitt zulässt, die regulären Stationen des SDs (Vierecke), die im Abstand von 750 m (Dreiecke) und im Abstand von 433 m aufgestellten Stationen des Infills (Kreise), aber auch die FD-Station Coihueco. Außerdem ist die bei der FD-Station Coihueco installierte Te-

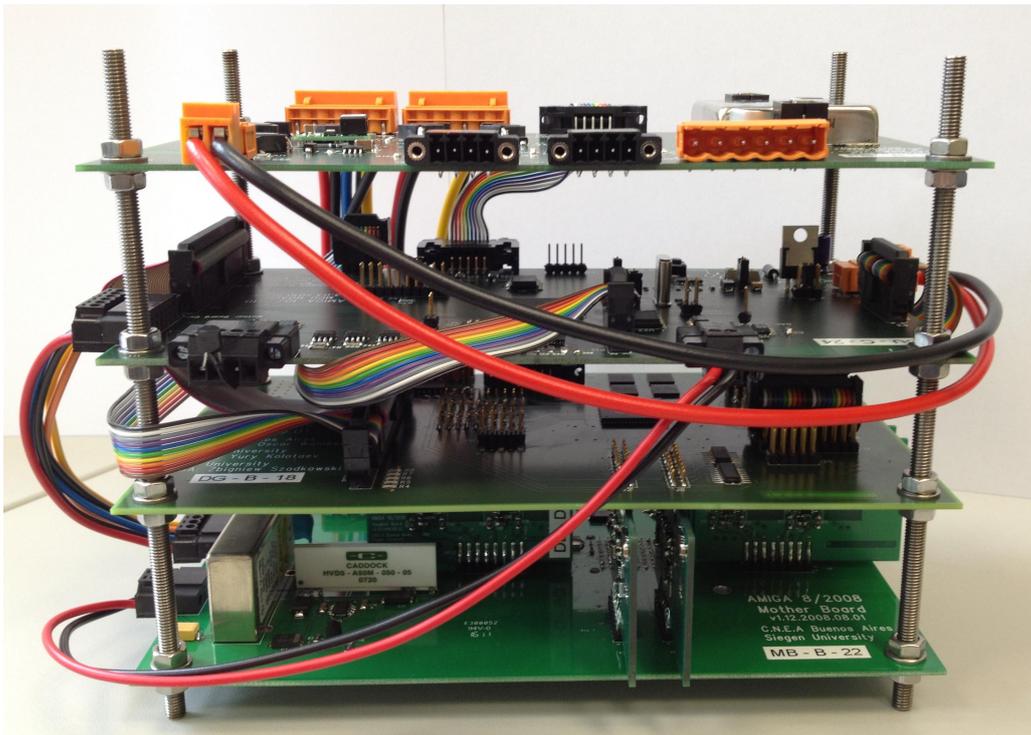


Abbildung 1.4: Foto der AMIGA-Elektronik: An diese werden der PMT mit einer Faserkopplung, sowie die Stromversorgung von der Oberfläche und die Datenleitungen von und zu der zugehörigen Station des SDs angeschlossen. Die Elektronik ist ebenfalls seitlich versetzt unterhalb des Tanks der zugehörigen Station des SDs installiert. Sie liest die Daten aus je einem Szintillator aus und verarbeitet diese weiter.

leskoperweiterung HEAT (high elevation auger telescopes) eingezeichnet. Bei HEAT handelt es sich um drei um 30° , im Vergleich zu den Teleskopen des FDs, geneigte Teleskope, die das atmosphärische Sichtfeld für die Detektion von Fluoreszenzlicht für größere Höhen erweitern. Da niederenergetischere Schauer ihr Schauermaximum in größerer Höhe ausbilden, ist HEAT bei kleineren Energien als der FD sensitiv [9].

Die Abbildung 1.4 zeigt die Elektronik eines AMIGA-Myonenzählers. An diese Elektronik werden der PMT mit einer Faserkopplung, sowie die Stromversorgung von der Oberfläche und die Datenleitungen von und zu der zugehörigen Station des SDs angeschlossen. Die Elektronik selbst umfasst alle Bauteile, die für die Messung und die Weiterverarbeitung der Daten notwendig sind [3].

1.3 Aufbau und Funktionsweise eines PMTs

In vielen Experimenten und Anwendungen ist es nötig, Lichtsignale in der Größenordnung einzelner Photonen zu detektieren. Oft werden dabei PMTs als Detektoren verwendet. PMTs arbeiten nach dem Prinzip des Photoeffektes. Der Photoeffekt beschreibt die Reaktion, die auftritt, wenn

ein Photon mit einer bestimmten Energie $E_\gamma = h\nu$ (h ist das Planck'sche Wirkungsquantum, ν ist die Frequenz des Photons) auf eine Metallplatte trifft, vom Metallatom absorbiert wird und dort aufgrund seiner Energie ein Elektron aus der äußeren Schale eines der Metallatome löst. Je nachdem, wie groß die Energie E_γ des einfallenden Photons ist, wird auf das gelöste Elektron kinetische Energie $E_{\text{kin}}^{e^-}$ übertragen.

Bei einem PMT lösen die zu detektierenden Photonen, nachdem sie durch das Eintrittsfenster in die vakuumierte Kammer des PMTs gelangt sind, nach dem Prinzip des Photoeffektes aus der Atomhülle eines Atoms der Photokathode ein Elektron aus. Da sich die Photokathode selbst durch eine von außen angelegte negative Hochspannung auf einem Potential von typischerweise einigen wenigen kV befindet, wird das ausgelöste Elektron von dieser abgestoßen, mit Hilfe von Elektroden fokussiert und zu einer ersten Dynode hin beschleunigt. Diese besitzt im Vergleich zur Photokathode ein größeres Potential. Die Potentialdifferenz zwischen Photokathode und erster Dynode wird ΔU_1 bezeichnet. Das beschleunigte Elektron trifft nun mit einer kinetischen Energie $E_{e^-} = e\Delta U_1 + E_{\text{kin}}^{e^-}$ auf die erste Dynode und löst dort, analog zum Auftreffen auf die Photokathode, ebenfalls Elektronen aus. Da die Energie des beschleunigten Elektrons größer als die Energie des ursprünglichen Photons ist, wird auf der ersten Dynode mehr als nur ein Elektron ausgelöst und zu einer zweiten Dynode, welche ebenfalls ein, im Vergleich zur ersten Dynode, größeres Potential besitzt, beschleunigt. Dort löst jedes Elektron wiederum einige Elektronen aus, welche dann zur dritten Dynode beschleunigt werden. Dieser Prozess der Verstärkung wiederholt sich bei jeder weiteren Dynode, bis alle Dynoden durchlaufen sind und die Elektronen auf die Anode treffen. Das an der Anode makroskopisch messbare Signal kann nun in eine Elek-

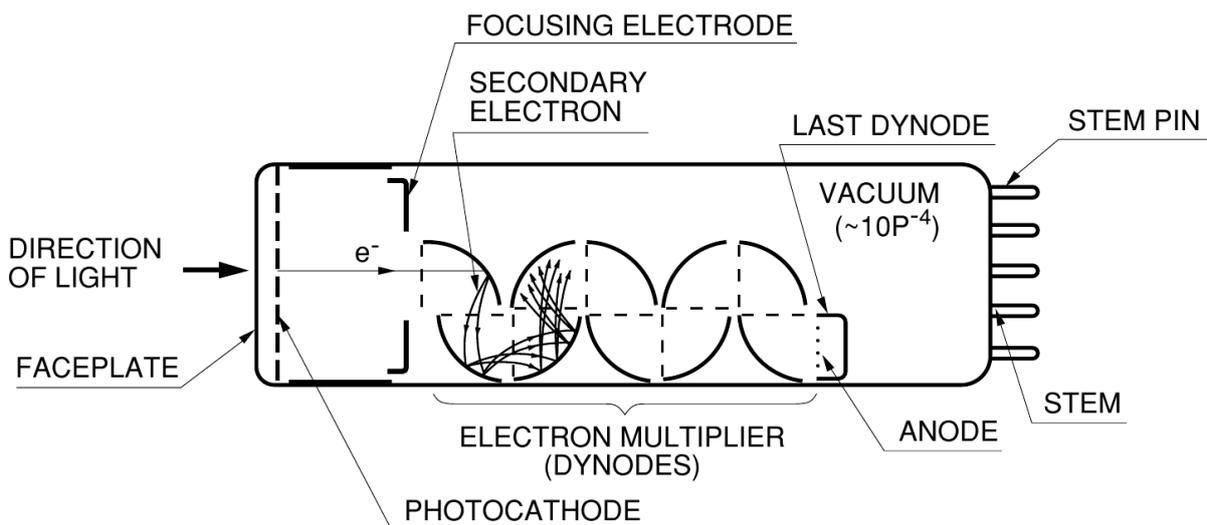


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung eines PMTs: Die durch das eintretende Photon jeweils ausgelösten Elektronen, welche an den einzelnen Dynoden verstärkt und als messbarer Photostrom an der Anode gesammelt werden, sind als sich verdickendes Band zwischen den einzelnen Dynoden dargestellt. Der lineare Spannungsteiler ist zur besseren Übersicht nicht eingezeichnet. [10]

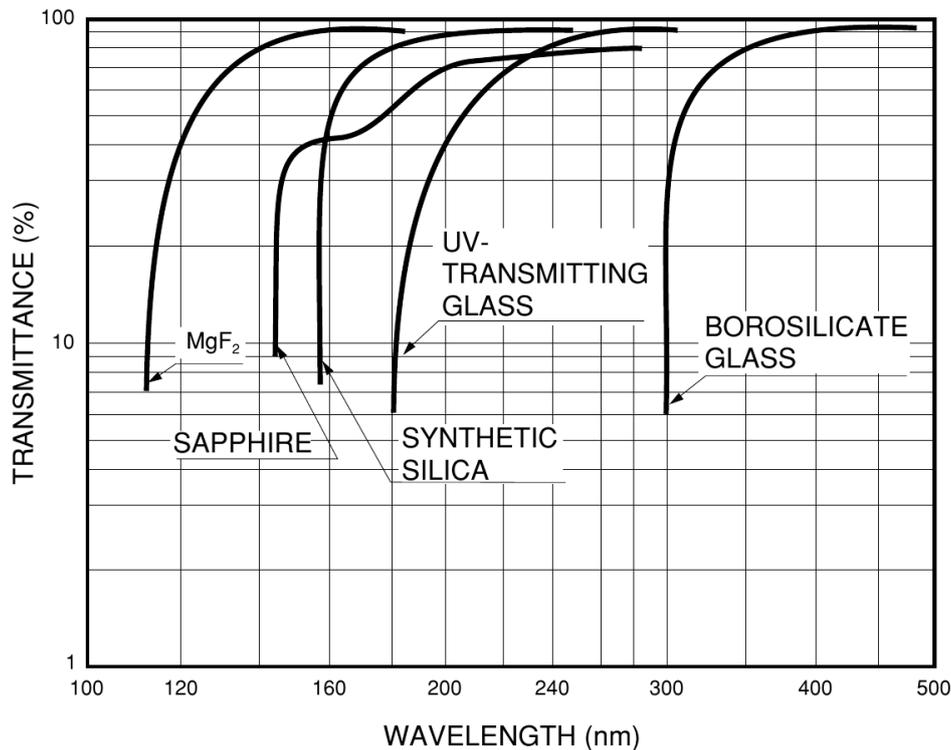


Abbildung 1.6: Transmission verschiedener Glasarten von Eintrittsfenstern eines PMTs in Abhängigkeit der jeweiligen Wellenlänge. [10]

tronik geleitet und entsprechend den Bedürfnissen des jeweiligen Problems untersucht werden [11].

Die unterschiedlichen Potentiale der Photokathode und der einzelnen Dynoden werden mit Hilfe eines linearen Spannungsteilers realisiert. Die einzelnen Potentialdifferenzen der Dynoden werden mit ΔU_i angegeben. Eine schematische Darstellung eines PMTs ist Abbildung 1.5 zu entnehmen. Der für PMTs typische Verstärkungsfaktor von Eingangssignal (durch Eintrittsfenster in den PMT einfallendes Photon bzw. erstes an der Photokathode ausgelöstes Elektron) zu Ausgangssignal (makroskopisch messbarer Photostrom) liegt in den Größenordnungen von 10^3 bis 10^7 [12]. Geht man beispielsweise von einer Verstärkung von 10^6 aus und nimmt ferner an, dass alle Elektronen eines eingehenden Photons binnen der für PMTs typischen Zeit von ca. 5 ns an der Anode gesammelt werden, so ergibt sich mit der Gesamtladung der Elektronen von $1,602 \cdot 10^{-13} \text{ C}$ und einem Abschlusswiderstand des PMTs von 50Ω ein messbarer Photostrom von $32,044 \mu\text{A}$ bei einer Spannung von $16,022 \text{ mV}$. Die genauen Werte des Verstärkungsfaktors und somit des an der Anode makroskopisch messbaren Photostroms sind jedoch materialabhängig. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, die einzelnen Bauteile, sowie die Charakteristika eines PMTs, genauer zu erläutern [11].

Eintrittsfenster und Photokathode

PMTs können Photonen mit unterschiedlichen Energien E_γ bzw. Wellenlängen λ detektieren. Je nach Wellenlänge der Photonen sind dabei bestimmte Glasarten für das Eintrittsfenster zu wählen, da nicht jedes Glas in allen Wellenlängen eine hohe Lichtdurchlässigkeit (Transmission) besitzt. Mit Eintrittsfenstern aus Borosilikatglas ist es möglich, Photonen bis hin zu einer Wellenlänge von 270 nm zu detektieren. Spezielles UV-Glas ist lichtdurchlässig bis ca. 185 nm. Bei noch kleineren Wellenlängen können Quarzglas, Saphirglas, MgF_2 oder LiF verwendet werden. Diese sind bis zu ungefähr 105 nm lichtdurchlässig [10]. Unterhalb dieser Grenze existiert jedoch kein lichtdurchlässiges Material. Will man bei diesen Wellenlängen dennoch PMTs als Detektoren einsetzen, so besteht die einzige Möglichkeit darin, die PMTs ohne Eintrittsfenster im Vakuum zu betreiben. Abbildung 1.6 zeigt eine Übersicht der Transmissionen der oben genannten Glasarten in Abhängigkeit der jeweiligen Wellenlänge.

Bei der Photokathode handelt es sich zu meist um einen aufgedampften, photoemissiven Halbleiter aus der Gruppe der Alkaliantimonide. Mit einer Basis aus Selen und einer Verbindung von zwei Alkalimetallen (Bialkali-Photokathode) ist es möglich, die benötigte Austrittsarbeit an der Photokathode auf 1,8 eV zu senken. Bialkali-Photokathoden-PMTs besitzen einen vergleichsweise schwachen Dunkelstrom (s.u.). Der Nachteil im Vergleich zu Monoalkali-Photokathoden ist der hohe elektrische Widerstand. Aus diesem Grund können Bialkali-Photokathoden-PMTs nur bei Messungen bei vergleichsweise schwachen Lichtintensitäten (wenige pA Strom an der Photokathode) verwendet werden, da der PMT sonst Schaden nimmt [10].

Dynoden und Spannungsteiler

Der entscheidende Faktor einer guten Dynode ist eine hohe Sekundärelektronenemission. Diese lässt sich insbesondere mit Hilfe von Isolatoren oder Halbleitern (bzw. den entsprechend zugehörigen Oxiden) erreichen. Die Sekundärelektronenemission ist dabei direkt proportional zu der von den Elektronen durchlaufenen Potentialdifferenz zweier Dynoden, bzw. der Photokathode und der ersten Dynode. PMTs unterscheiden sich bezüglich der Dynoden sowohl in der Anzahl der verwendeten Dynoden, woraus sich unterschiedliche Verstärkungsfaktoren ergeben, als aber auch in der Struktur und Anordnung der einzelnen Dynoden, woraus sich verschiedene Magnetfeldresistenzen, Sammeleffizienzen von Elektronen und Flankenanstiegszeiten ergeben.

Der Spannungsteiler dient dazu, die Photokathode und die jeweiligen Dynoden auf unterschiedlichen Potentialen zu halten. Die Photokathode wird meist mit einer Hochspannung von einigen wenigen kV versorgt (s.o.). Der Spannungsteiler wird mit Hilfe einer Reihe von Widerständen realisiert. Mit diesen wird die Hochspannung der Photokathode über die jeweiligen Dynoden bis hin zu Anode herunter geteilt [13].

Quanteneffizienz und Linearität

Die Quanteneffizienz, oder auch Quantenausbeute, ist eine Art Güteprädikat eines PMTs. Sie gibt dabei die Rate der an der Photokathode erzeugten Elektronen im Bezug auf die Anzahl der durch das Eintrittsfenster in den PMT eintretenden Photonen an. Die Quanteneffizienz eines PMTs wird üblicherweise in Prozent angegeben und ist abhängig von der Wellenlänge des eintretenden Photons. Ein typischer Wert für die Quanteneffizienz, bei Alkali-PMTs mit Borosilikatglas als Eintrittsfenster, ist ca. 40% bei einer Wellenlänge von ungefähr 400 nm [14].

Unter der Linearität eines PMTs versteht man das Verhalten des PMTs bei unterschiedlich starken Eingangssignalen. Im optimalen Fall liefert der PMT über sein gesamtes betriebsfähiges Intensitätsspektrum einen linearen Signalverlauf. Das bedeutet, dass das makroskopisch messbare Signal an der Anode von zwei zeitgleich in den PMT treffenden Photonen auch doppelt so groß ist, wie das Signal eines einzelnen einfallenden Photons, usw.. Im unteren Intensitätsspektrum haben PMTs eine relativ gut ausgeprägte Linearität. Steigt die Intensität der eingehenden Signale jedoch über eine bestimmte Grenzintensität an, so kommt es aufgrund der Verstärkung bei den letzten Dynoden, bzw. der Anode, zu Sättigungs- bzw. Raumladungseffekten. An diesem Punkt bricht die Linearität zusammen. Die Höhe der Grenzintensität, ab der die Linearität zusammenbricht, kann dabei in gewissem Maße auch mit Hilfe des Spannungsteilers mitbestimmt werden.

Dunkelstrom

Betrieibt man einen PMT in totaler Dunkelheit, etwa in einem dunklen Raum, welcher gut gegen Lichteinfall geschützt ist, so stellt man fest, dass dennoch hin und wieder makroskopisch messbare Signale an der Anode registriert werden können. Verschiedene Gründe können dafür die Ursache sein. Üblicherweise sind diese Leckströme, thermische Emission von Elektronen und Feldemission. Leckströme sind zurückzuführen auf die Oberflächenleitfähigkeit der Dynodenbefestigungen und des Sockels. Zur Feldemission kommt es auf Grund von vergleichsweise zu großen Potentialdifferenzen zwischen den Dynoden bzw. Photokathode und erster Dynode.

Aber auch Dunkelpulse können ein makroskopisch messbares Signal an der Anode erzeugen. Unter Dunkelpulsen versteht man Eingangssignale die nicht auf Photonen, sondern z.B. auf radioaktive Zerfälle zurückzuführen sind, die etwa im Gehäuse des PMTs auftreten.

Im Übrigen ist eine positive Abhängigkeit der Stärke des Dunkelstroms von der Hochspannung des PMTs zu beobachten.

Nachpulse

Unter Nachpulsen (afterpulsing) bezeichnet man einen Effekt, der insbesondere dann auftritt, wenn ein PMT im Pulsmodus betrieben wird. Der Effekt ist in einigen Fällen so stark ausgeprägt, dass das eigentlich zu messende Signal teilweise oder sogar vollständig vom Nachpuls überlagert werden kann. Nachpulse sind somit in jedem Fall als eine Fehlerquelle zu berücksichtigen.

Zwei Ursachen sind dabei besonders zu erwähnen. Die häufigste Ursache von Nachpulsen ist die Ionisation des Restgases des vakuumierten Kolbens des PMTs. Ionisation tritt auf, wenn die beschleunigten Elektronen auf dem Weg zwischen den einzelnen Dynoden hin zur Anode auf ein Gasatom treffen und ein Elektron der Hülle dieses Atoms auslösen. Das positiv geladene Gasion wird zur Photokathode (größtes negatives Potential) beschleunigt und löst beim dortigen Auftreffen Elektronen aus. Diese durchlaufen dann analog zu einem Elektron, welches über ein einfallendes Photon ausgelöst wird, die Dynoden und lösen dort weitere Elektronen aus, welche dann an der Anode registriert werden. Der zeitliche Abstand zwischen dem eigentlichen Signal und einem hierdurch ausgelösten Nachpuls liegt im Bereich von einigen hundert Nanosekunden bis hin zu einigen Mikrosekunden, abhängig vom Abstand zwischen den einzelnen Dynoden bzw. Photokathode und erster Dynode und angelegter Hochspannung.

Eine weitere, vergleichsweise seltene Ursache für Nachpulse sind an den Dynoden gestreute Elektronen, die aufgrund von Bremsstrahlung Photonen emittieren, welche wiederum an der Photokathode Elektronen auslösen und somit erneut messbare Signale erzeugen. In diesem Fall ist der zeitliche Abstand vom Signal zum Nachpuls vergleichsweise klein und beträgt ungefähr 20 ns bis 100 ns.

Äußere Einflüsse

In jedem Fall, in dem ein PMT betrieben wird, müssen äußere Einflüsse berücksichtigt werden. Dazu zählt insbesondere ein den PMT umgebendes Magnetfeld. Dieses lenkt die Flugbahn der Elektronen zwischen den Dynoden durch die Lorentzkraft ab. Bei entsprechendem Abstand der einzelnen Komponenten und Ausrichtung des PMTs muss bereits das Erdmagnetfeld berücksichtigt, bzw. abgeschirmt werden, da sonst keine Elektronen die Dynoden erreichen und somit kein messbares Signal an der Anode produzieren können [13].

Ein weiterer, nicht zu vernachlässigender Einfluss ist die Umgebungstemperatur, bei der der PMT betrieben wird. Mit steigender Temperatur steigt die Rate der thermischen Emission von Elektronen aus der Photokathode und den Dynoden, welche einen Dunkelstrom bewirkt (s.o.).

Auch Umgebungsdruck, Gasvolumen und externe Strahlungsquellen können Einfluss auf die Funktionsweise bzw. die gemessenen Signale bewirken und müssen im Vorfeld einer Messung kontrolliert werden.

1.4 Multianoden-PMT

Anwendungen, bei denen Signale mit Hilfe von PMTs detektiert werden, benötigen in der Regel eine Vielzahl an einzelnen PMTs. So ist es sowohl möglich, eine große Fläche mit Detektoren auszustatten, als auch eine gleichzeitige Ortsauflösung des eingehenden Signals zu erreichen. Die Nachteile, die sich bei der Verwendung einer Vielzahl an PMTs ergeben, sind u.a. der Platzbedarf, um jeden PMT unterzubringen, die vielen einzelnen Anschlüsse und Signalleitungen, die fehleranfällig sind und über die zusätzliches Rauschen eingefangen werden kann, aber auch die Kosten, die bei der Anschaffung entstehen. Aus diesem Grund wurde ein Multianoden-PMT konstruiert. Dabei handelt es sich um ein Bauteil, das die Funktion mehrerer Einzelanoden-PMTs (Abschnitt 1.3) in sich vereint. So können die Anschaffungskosten gesenkt und die Anzahl der benötigten Anschlüsse und Signalleitungen reduziert werden.

Das Prinzip und die Funktionsweise eines Multianoden-PMTs sind der eines Einzelanoden-PMTs sehr ähnlich. Hinter dem Eintrittsfenster befindet sich, je nach Modell und Anwendungsfall, keine durchgängige sondern eine segmentierte Photokathode. Nach der Photokathode sind analog Elektroden angebracht, welche zur Fokussierung der ausgelösten Elektronen dienen. Die Dynoden- und Anodenstruktur ist im Vergleich jedoch leicht verändert. So befindet sich nicht nur eine Einheit aus mehreren Dynoden und einer Anode im hinteren Teil des Multianoden-PMTs, sondern es sind auch mehrere Einheiten nebeneinander angebracht. Jede Einheit wird dabei als ein Pixel des PMTs definiert. Die Informationen aller Pixel werden gesammelt und können mit Hilfe eines Multipixel-Signalleiters in einer Elektronik weiter verarbeitet werden. Die Vorteile dieses Aufbaus, im Vergleich zu mehreren einzelnen PMTs, sind beispielsweise, dass eine Ortsauflösung des eingehenden Signals mit nur einem PMT ermöglicht wird, dass nur ein vakuumiertes Gehäuse mit lediglich einem Eintrittsfenster benötigt wird, dass nur eine Photokathode verbaut werden muss und, dass nur ein Spannungsteiler verwendet werden muss, der die Hochspannung aller Stufen der Einheiten gleichzeitig parallel entsprechend herunter teilen kann. Durch Einsparung dieser Komponenten werden die Anschaffungskosten und der Platzbedarf pro PMT reduziert.

Abbildung 1.7 zeigt eine zweidimensionale schematische Darstellung eines Multianoden-PMTs. Es ist zusätzlich ein Eingangssignal mit zugehörigem Weg von der Photokathode (hier nichtsegmentiert) ausgehend über ein Pixel bis zur zugehörigen Anode eingetragen. Zur Vereinfachung wurden das umgebende Gehäuse, das Eintrittsfenster und der Spannungsteiler nicht in die Zeichnung mit eingezeichnet.

Typischerweise werden Multianoden-PMTs mit quadratisch geformter Photokathode verwendet, bei der die Anordnung der Pixel einer Matrix entspricht und die Zahl der Pixel ein Vielfaches von Vier ist. Es existieren aber auch runde oder rechteckig geformte Multianoden-PMTs mit linearer Pixelstruktur. Die Fläche, auf der ein Pixel Signale registrieren kann, ist in fast allen Fällen für alle Pixel konstant gleich groß. Je nach Art des Multianoden-PMTs und

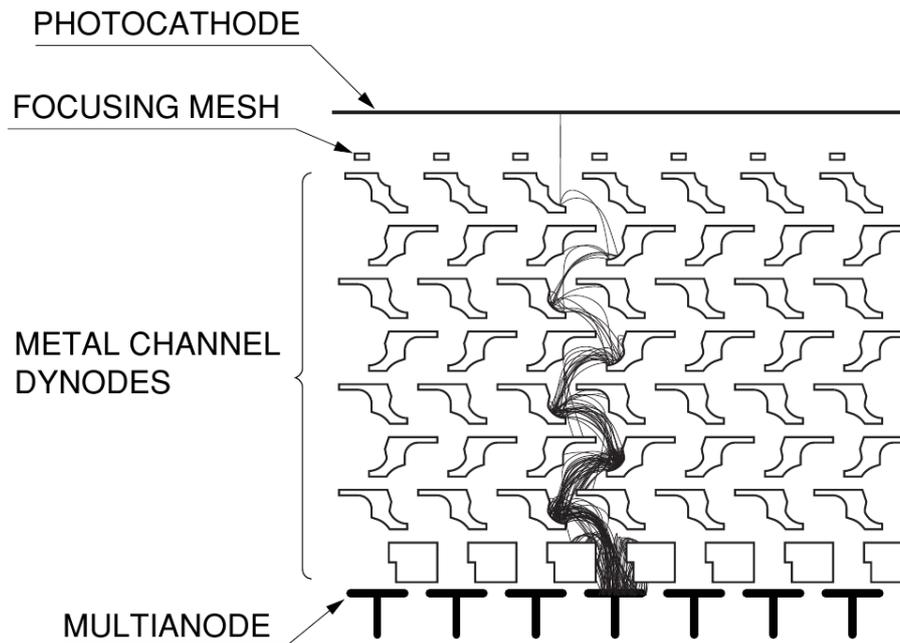


Abbildung 1.7: Schematische Darstellung eines Multianoden-PMTs: Die Photokathode ist nicht segmentiert. Zusätzlich ist ein Eingangssignal mit Weg von der Photokathode über ein Pixel bis zur zugehörigen Anode eingetragen. Das Gehäuse mit Eintrittsfenster und der Spannungsteiler sind zur Vereinfachung nicht mit eingezeichnet. [10]

nach der Anforderung reichen die Seitenlängen eines Pixels von wenigen Millimetern bis hin zu einigen Zentimetern [10].

1.5 Verwendeter PMT

Bei dem PMT, der in dieser Arbeit näher untersucht werden soll, handelt es sich um einen 64 Pixel Multianoden-PMT (im Folgenden nur PMT genannt) mit quadratischer Matrixanordnung (je acht Pixel in der Vertikalen und in der Senkrechten). Es handelt sich hierbei um einen PMT, wie er auch in der AMIGA-Erweiterung des Pierre-Auger-Observatoriums Verwendung findet (Abschnitt 1.2) und welcher somit auch für Aufnahme der in Abbildung 1.1 dargestellten Daten benutzt wurde. Das Eintrittsfenster dieses PMTs besteht aus Borosilikatglas, die Photokathode ist eine segmentierte Bialkali-Photokathode mit einer minimalen aktiven Fläche von $18,1 \text{ mm} \times 18,1 \text{ mm}$. Jedes Pixel besitzt zwölf Dynoden zur Verstärkung, die Fläche einer Anode beträgt $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$, deren Flankenanstiegszeit beträgt 1 ns . Die Zeit, die die Elektronen insgesamt auf dem Weg von Photokathode zur Anode benötigen, beträgt 12 ns . Das Wellenlängenspektrum, indem Photonen mit diesem PMT-Typ nachgewiesen werden können, reicht von 300 nm bis 650 nm . Bei einer Wellenlänge von 400 nm ergibt sich eine maximale Quanteneffizienz von ca.

43%. Die Betriebstemperatur wird als ein Intervall von 0 °C bis 50 °C angegeben, die maximale Hochspannung, mit der der PMT betrieben werden darf, liegt bei -1000 V [14].

Abbildung 1.8 zeigt zwei Fotos des in dieser Arbeit zur Messung verwendeten PMTs. Auf dem oberen Bild sind das schachbrettartige Muster der segmentierten Photokathode (Segmentierung in 128 rechteckige Elemente, aus denen je zwei ein quadratisch geformtes Pixel bilden) sowie die Löcher zur Befestigung der Fibernkopplung zu sehen. Auf dem unteren Bild sind u.a. die 64 Anschlüsse der Anoden der einzelnen Pixel, der Anschluss der Hochspannung und zwei Anschlüsse für den Erdpotentialausgleich auf der Rückseite des PMTs zu sehen.

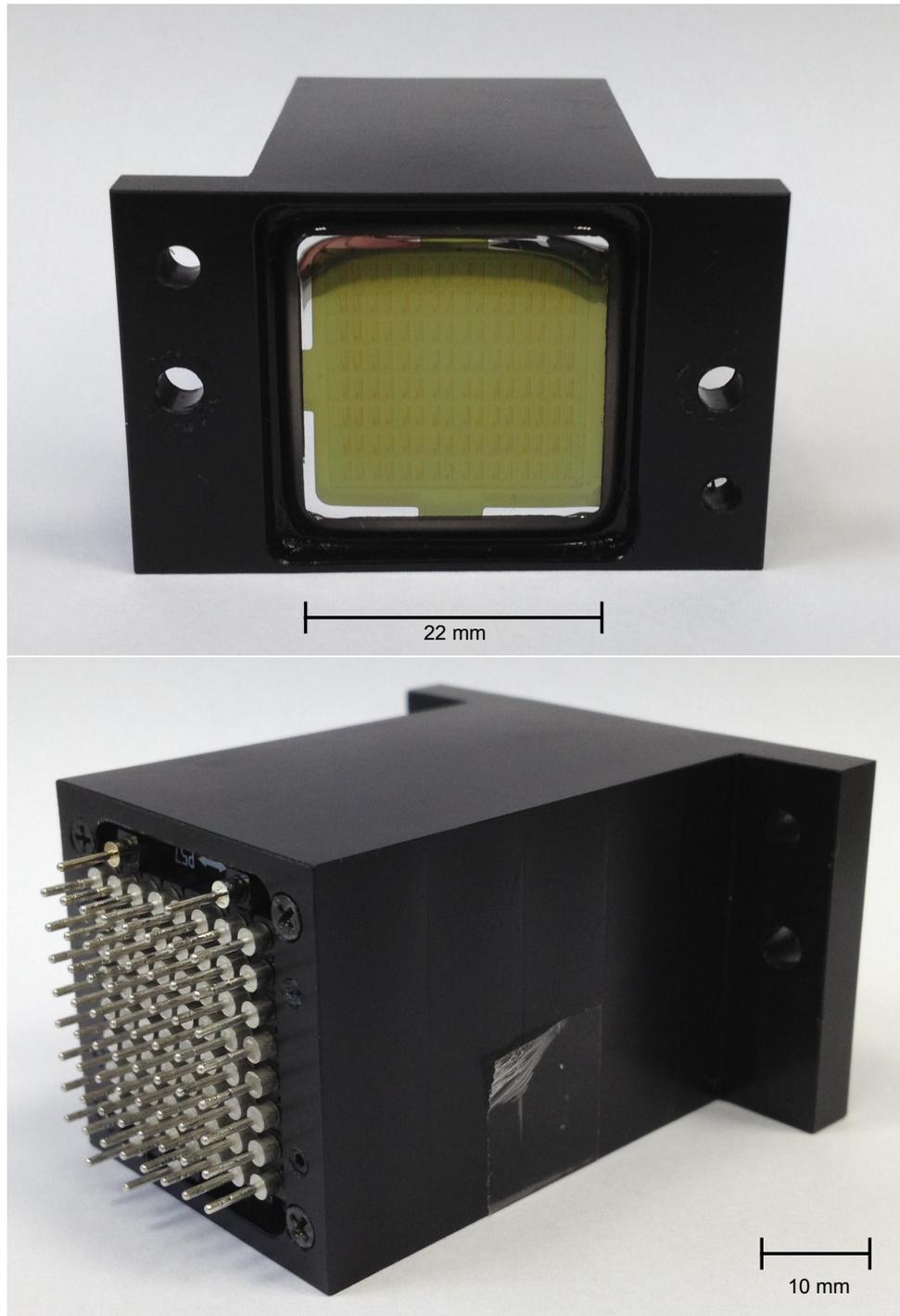


Abbildung 1.8: Fotos des in der Arbeit untersuchten PMTs: **Oben:** PMT in Frontansicht. Neben den Löchern zur Befestigung der Faserkopplung ist die Segmentierung der Photokathode zu sehen. Jedes Pixel besteht dabei aus zwei rechteckigen Elementen, die ein quadratisch geformtes Pixel ergeben. **Unten:** PMT in Seitenansicht. Auf der Rückseite des PMTs sind u.a. die Anschlüsse der Anoden der 64 einzelnen Pixel, der Anschluss der Hochspannung und die zwei Anschlüsse des Erdpotentialausgleichs zu sehen.

2 Versuchsaufbau

Alle Messungen mit dem in Kapitel 1 beschriebenen Multianoden-Photomultiplier (PMT) [K1] werden mit Hilfe des in Abbildung 2.1 gezeigten Versuchsaufbaus, welcher im Folgenden genauer erläutert wird, durchgeführt.

Die Signale des PMTs sollen auf Zeitskalen in der Größenordnung von bis zu $\Delta t \approx 10 \mu\text{s}$ untersucht werden. Dazu wird der PMT innerhalb einer Dunkelkiste in einem Dunkellabor mit einer geringen Anzahl Photonen einer LED [K3] mit einer Wellenlänge von $\lambda = 420 \text{ nm}$ beleuchtet. Um den Einfluss von Streulicht auf die Messung zu minimieren, befindet sich die LED außerhalb der Dunkelkiste. Die Photonen werden durch eine lichtleitende, isolierte Fiber in die Dunkelkiste geleitet. Am Ausgang der Fiber befindet sich eine Lochblende, welche einen Durchmesser von $0,5 \text{ mm}$ besitzt. Durch diese treffen die Photonen auf die Photokathode des PMTs. Während jeder Messung, die aus jeweils einer Anregung des PMTs durch die LED und der dazugehörigen Datenaufnahme besteht, werden jeweils alle 64 Pixel ausgelesen (Abschnitt 2.1) und die gewonnenen Daten in einem in einer Steuer-Software festgelegten Format auf eine Festplatte geschrieben. Fiber und Optik können dabei durch einen Schrittmotor vor dem PMT in x - und y -Richtung verfahren werden. Die Entfernung des Austritts der Optik zum Eintrittsfenster des PMTs in z -Richtung wird, um den Einfluss von Streulicht auf die Messung zu minimieren, so klein gewählt, dass der Austritt der Optik gerade nicht das Eintrittsfenster des PMTs berührt. Der Abstand in z -Richtung wird im Folgenden nicht mehr verändert und zu $\Delta z = (0,3 \pm 0,1) \text{ mm}$ abgeschätzt. Der Wert des Fehlers ergibt sich nicht nur aus der Tatsache, dass es sich bei dem Abstand der Fiber zum PMT um eine Schätzung handelt, sondern auch daraus, dass es nicht zu überprüfen ist, ob die Bewegungsebene des Schrittmotors vollständig planparallel zur Ebene der Pixel des PMTs liegt. Die Schrittgauigkeit des Schrittmotors in x - und y -Richtung beträgt: 1 Schritt = $0,02015 \text{ mm}$, bzw. $1 \text{ mm} = 49,62779$ Schritte.

Die Parameter der Messung, wie der Typ der Messung (xy-Scan oder Pixel-Messung, Abschnitt 3.1), die Anzahl der Beleuchtungen pro Position des Schrittmotors, oder das Dateiformat der aus den aufgenommenen Messdaten gewonnenen Datei, werden über eine Software am Kontroll-PC festgelegt.

2.1 Signalverfolgung

Innerhalb des Dunkellabors sind alle Geräte, wenn nicht abweichend beschrieben, durch abgeschirmte Koaxialkabel [K2] miteinander verbunden. Mit Starten der Messung in der Software am Kontroll-PC wird ein Signal mithilfe einer PCI-Karte (peripheral component interconnect)

[G1] vom PC über ein optisches Kabel in das Dunkellabor an ein Steuermodul [G2] gesendet. Dieses Steuermodul ist mit einem Pulsgenerator (PG) [G3] verbunden, welcher vom Steuermodul getriggert wird. Der PG liefert sowohl ein positives Triggersignal im TTL-Standard (Transistor-Transistor-Logik), als auch einen negativen Puls für die LED. Das Triggersignal wird anschließend von einem NIM-TTL-Adapter [G4] in ein Signal im NIM-Standard konvertiert. NIM steht für nuclear instrumentation standard. Da zur Auslese acht parallele Triggersignale benötigt werden, je eines für jeden analog to digital converter (ADC) [G5], werden die aus dem NIM-TTL-Adapter kommenden Signale zur 4-Felder-Logik-Einheit [G6] weitergeleitet. Dieses Modul dient als Vervielfältiger und splittet das eingehende Signal in zwei gleiche ausgehende Signale auf. Diese beiden ausgehenden Signale werden erneut in ein baugleiches Vervielfältiger-Modul geleitet, in welchem diese jeweils vier Mal gesplittet werden, sodass die benötigte Anzahl von acht parallelen Signalen zur Verfügung steht.

Die zugehörigen acht Signalleiter verbinden das als Vervielfältiger benutzte Modul mit je einem Eingang der acht ADCs. Die Triggersignale dienen bei der Messung als Stoppsignale für die Aufnahme der aus dem PMT stammenden Daten. Der PMT liefert kontinuierlich Daten, welche innerhalb der acht ADCs in jeweils einem Ringspeicher gespeichert werden. Bei jedem Stoppsignal für die acht ADCs nach einer jeden Messung werden die in den Ringspeichern befindlichen Daten der jeweils letzten $10,24 \mu\text{s}$ per Versa Module Eurocard-Bus (VME-Bus) ausgelesen und an das Steuermodul gesendet. Die ADCs besitzen eine Abstastauslösung von 10 ns , bzw. eine Abtastrate von 100 MHz , mit denen die Ausgänge des PMT abgetastet werden. Somit besteht jede Messung von $10,24 \mu\text{s}$ aus 1024 Datenpunkten, welche an das Steuermodul geleitet werden. Diese 1024 Datenpunkte je Einzelmessung nennt man Spur des ADCs. Das Steuermodul leitet die Daten wiederum per optischem Kabel an die im Kontroll-PC installierte PCI-Karte weiter. Von dort aus findet die Weiterverarbeitung mittels Software am PC statt. Durch die hier beschriebene Verschaltung ist es möglich, die Signale aller 64 Pixel des PMTs zeitgleich aufzunehmen.

Da das ausgehende Signal des PGs sowohl den Puls für die LED erzeugt, als auch die Stoppsignale für die ADCs liefert, befindet sich der aufgenommene Puls jeder Messung immer an der gleichen Zeitmarke und diese variiert nicht von Messung zu Messung. Dass grundsätzlich ein Puls aufgenommen werden kann, liegt daran, dass der Signalweg des Pulses des PGs über die Photonenerzeugung bis zum Auftreffen auf der Photokathode des PMTs im Vergleich zur Erzeugung der Stoppsignale der ADCs kürzer ist. Der über den PMT aufgenommene Puls der LED befindet sich nicht am Anfang des aufgenommenen Zeitfensters von $10,24 \mu\text{s}$, sondern für alle Messungen nach einer Verzögerungszeit t_V . Diese Verzögerungszeit ist in allen Messungen konstant ($t_V = 2,485 \mu\text{s}$) und in den Daten sichtbar (Kapitel 4). Sie hängt von der verwendeten Ausleseelektronik, und insbesondere auch vom verwendeten PG, ab.

Die am PMT anliegende Hochspannung (HV) von $U_{\text{HV}} = -1 \text{ kV}$ wird ebenfalls im Kontrollraum durch ein HV-Modul [G7] eingestellt und überwacht.

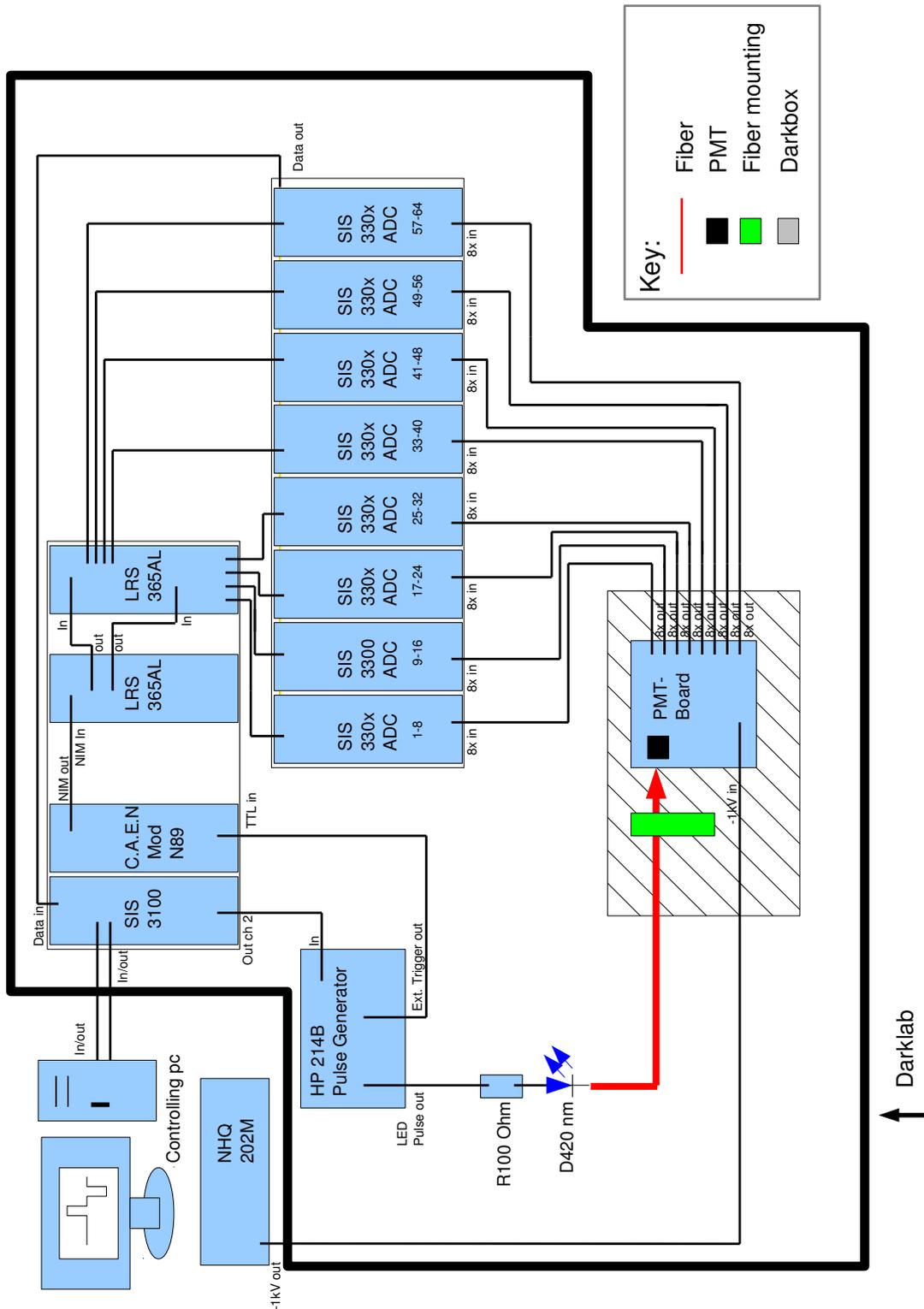


Abbildung 2.1: Versuchsaufbau: Übersicht des Versuchsaufbaus, die fett dargestellte Linie umrandet das Dunkellabor, der schraffierte Bereich markiert die Dunkelkiste.

2.2 PMT-Karte

Der bereits in Abschnitt 1.3 beschriebene PMT ist für die Messungen auf einer speziell dafür angefertigten PMT-Karte [K4] installiert und mit 64 abgeschirmten Koaxialkabeln gleicher Länge mit den Eingängen der ADCs verbunden. Da die ADCs ausschließlich Eingänge mit Koaxialbuchsen besitzen und eine direkte Verbindung des PMTs mit Koaxialkabeln auf Grund des vorgegebenen Pinlayouts des PMTs nicht möglich ist, bietet die PMT-Karte die Möglichkeit, die 64 Ausgänge des PMTs mit 64 Koaxialanschlüssen zu verbinden. Dies erlaubt es, den PMT direkt mit den ADCs zu verbinden und erhöht gleichzeitig die mechanische Stabilität des Versuchsaufbaus. Außerdem kann durch diese PMT-Karte gewährleistet werden, dass die Messungen unter gleichbleibenden und wiederholbaren Bedingungen stattfinden. Zusätzlich vereinfacht die PMT-Karte den Austausch des PMTs. Die Erdung des PMTs wird über die PMT-Karte mit den Abschirmungen aller 64 Koaxialanschlüsse verbunden, was einen Potentialausgleich zwischen PMT, der Ausleseelektronik und des HV-Moduls ermöglicht.

Abbildung 2.2 zeigt die PMT-Karte, mit den 64 Anschlüssen für die Koaxialkabel, welche mit der Sockelaufnahme für den PMT verbunden sind. Die Ausgänge der PMT-Karte sind ihrerseits mit einem Widerstand von $R = 10\text{ k}\Omega$ abgeschlossen, um eine statische Aufladung der Ausgänge

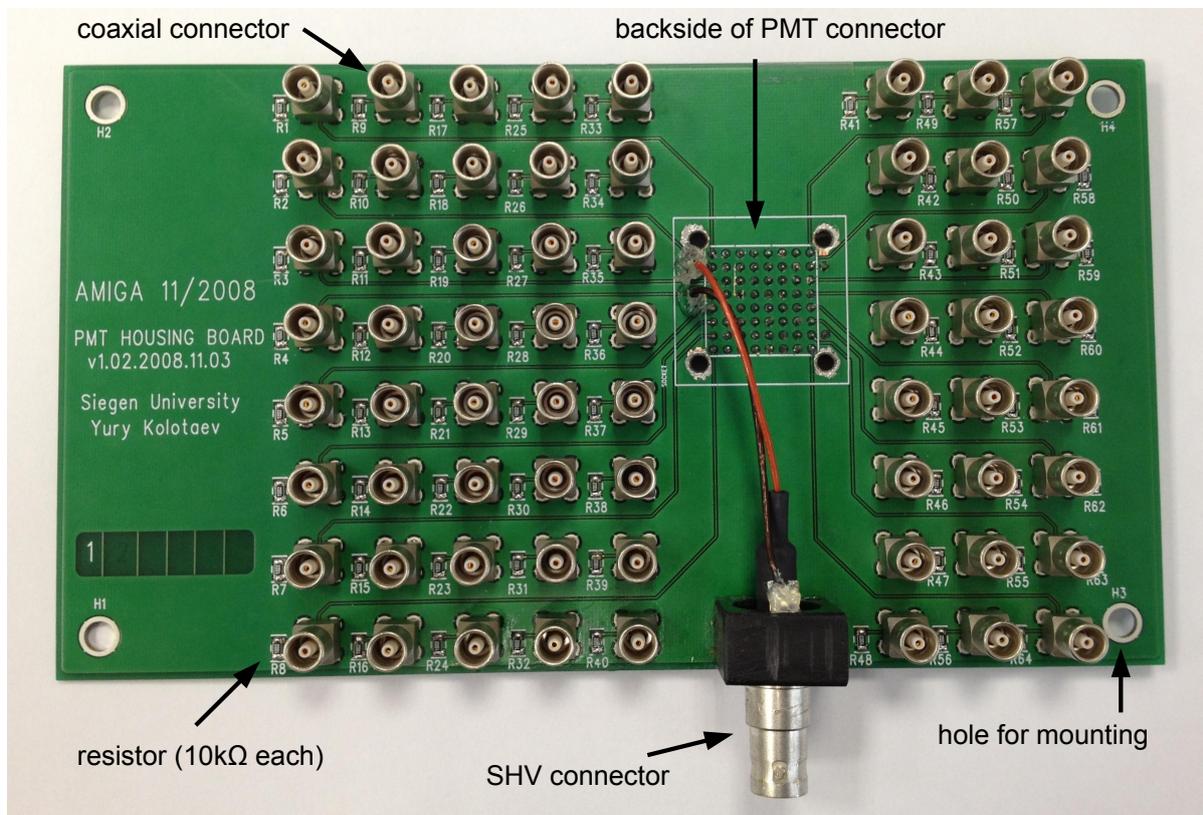


Abbildung 2.2: PMT-Karte: Eigens für diese Messungen hergestellte PMT-Karte.

des PMTs zu minimieren. Ein externes HV-Gerät kann über den angebrachten SHV-Anschluss (super high voltage) verbunden werden.

2.3 Dunkelkiste

Die in Abschnitt 2.1 beschriebenen Geräte sind alle außerhalb der Dunkelkiste im Dunkellabor installiert. Lediglich die PMT-Karte mit aufgestecktem PMT, der Schrittmotor, sowie die Fiber und die Lochblende befinden sich nochmals in einer Dunkelkiste, um den Einfang von zusätzlichem Licht auf ein Minimum zu reduzieren. Dieses würde die Messung von einzeln beleuchteten Pixeln eines PMTs verfälschen, da so nicht nur das direkt beleuchtete Pixel, sondern auch weitere Pixel durch den Puls der LED beleuchtet und ausgelöst werden können, welche ein messbares Signal produzieren würden. Es ist jedoch ebenfalls Gegenstand der Analyse, inwiefern nicht beleuchtete Pixel, z.B. auf Grund von Übersprechen auf Nachbarkanäle, ein messbares Signal produzieren. Die Dunkelkiste besteht aus einem optischen Tisch, über welchem eine schwarz gestrichene Kiste aus Holz befestigt ist. Zusätzliche Messgeräte, Karten oder PMTs können durch eine abschraubbare Zugriffsklappe auf dem Tisch befestigt werden. So können detaillierte Justierungen oder Modifikationen innerhalb der Dunkelkiste vorgenommen werden, ohne dass der

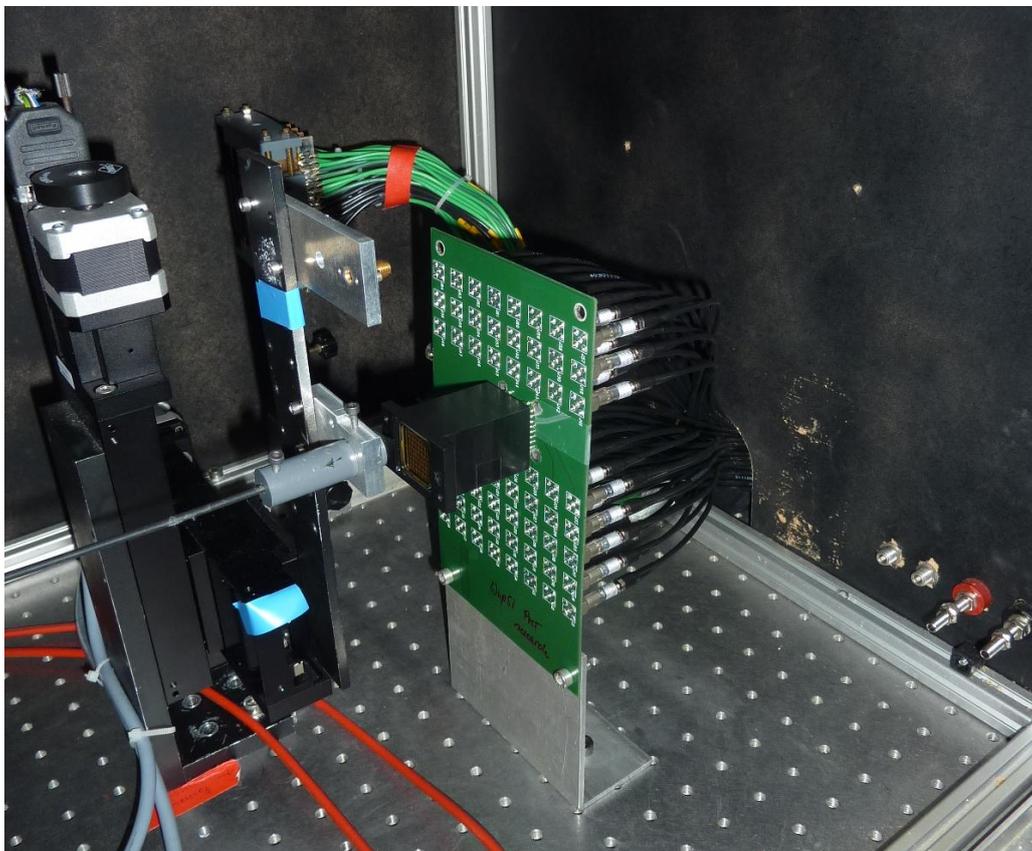


Abbildung 2.3: Anordnung innerhalb der Dunkelkiste.

gesamte Aufbau deinstalliert werden muss. Der genaue Aufbau im Inneren der Dunkelkiste für die hier beschriebenen Messreihen ist in Abbildung 2.3 zu sehen.

Die 64 Koaxialkabel, welche die PMT-Signale von der PMT-Karte zu den ADCs leiten, werden dabei durch ein Loch auf der Seite der Holzbox geführt, welche der Vorderseite des PMTs abgewandt ist. Das Loch ist mehrfach mit schwarzen Tüchern und Gewebeklebeband umwickelt und verklebt, um auch an dieser Stelle einen Lichteinfall zu minimieren.

2.4 Ergänzungen

Mit Beginn der neunten Messperiode (Tabellen 3.1, 3.2 und 3.3 in Kapitel 3) wird ein anderer PG (PG 2) [G8] benutzt, da der zuvor verwendete PG 1 keine Pulse mit einer Pulsbreite von unter 25 ns erzeugen kann. Da für die durchgeführten Messungen versucht wurde, die Intensität der LED weiter zu reduzieren, wurde ein anderer PG gewählt, welcher Pulse mit einer Pulsbreite bis minimal 3,1 ns erzeugen kann. Durch die Benutzung dieses neuen PGs ändert sich die Verzögerungszeit für Messungen unter Einsatzes dieses Gerätes zu $t_V = 2,445 \mu\text{s}$.

3 Datennahme

Die Datennahme erfolgte in 19 aufeinander folgenden Messperioden. Die genauen Informationen zur Einteilung können den Tabellen 3.1, 3.2 und 3.3 entnommen werden. Die Messungen, welche sich grundsätzlich durch den Typ des verwendeten Pulsgenerators (PG) sowie im untersuchten Multianoden-Photomultiplier (PMT) [K1] unterscheiden, beginnen mit PG 1 [G3] und PMT 1. In Messperiode neun wird PG 1 durch PG 2 [G8] ersetzt. Der zweite, zu PMT 1 baugleiche, PMT 2 [K5] ersetzt in Messperiode 17 PMT 1. Es werden zwei PMTs untersucht, um ausschließen zu können, dass die untersuchten Effekte einzig auf Defekte eines einzelnen PMTs zurückzuführen sind.

Neben dem Begriff der Messperiode wird außerdem der Begriff der Messreihe festgelegt. Jede Messreihe wird in einer einzelnen Datei gespeichert. Innerhalb einer Messreihe werden der Mess-typ, sowie die Konfigurationen von Amplitude und Pulsbreite, welche am PG eingestellt werden, nicht verändert. Der Umfang einer Messreihe wird ebenfalls in der Software des Kontroll-PCs festgelegt, in dem die Auflösung und die Anzahl der Beleuchtungen pro Position eines xy-Scans oder die Anzahl der Beleuchtungen einer Pixel-Messung angegeben werden (Abschnitt 3.1). Eine

Periode	Typ der Messung	Test	Finalmessung	Anmerkung
1	xy-Scan	ja	nein	Bestimmung der Startposition des Schrittmotors
2	xy-Scan	ja	nein	PMT und gesamte Elektronik auf Funktion testen
3	Pixel-Messung	ja	nein	Signalqualität mit Hilfe eines Oszilloskops messen
4	xy-Scan	ja	nein	Bestimmung einer geeigneten Konfiguration von Pulsbreite und Amplitude
5	xy-Scan	nein	nein, PG 1 defekt	137×137 Positionen, 30 Beleuchtungen pro Position, 3 V, 25 ns
6	Pixel-Messung	nein	nein, PG 1 defekt	Leermessung: Verbindung von PG zur LED unterbrochen, 10k Beleuchtungen
7	Pixel-Messung	nein	nein, PG 1 defekt	Pixel 12, 16, 20, 25, 26, 35, 62; 3 V, 25 ns, 10k Beleuchtungen
8	Pixel-Messung	nein	nein, PG 1 defekt	Pixel 12; 3 V, 25 ns, 100k Beleuchtungen

Tabelle 3.1: Messperioden der Datennahme mit PG 1 und PMT 1.

Periode	Typ der Messung	Test	Finalmessung	Anmerkung
9	Pixel-Messung	ja	nein	Geeignete Konfigurationen von Pulsbreite und Amplitude nach Einbau von PG 2 bestimmen
10	Pixel-Messung	nein	ja	Pixel 12, 20, 25, 26, 62; 3,8 V, 10 ns, 10k Beleuchtungen
11	Pixel-Messung	nein	ja	Pixel 62; 3,8 V, 10 ns, 100k Beleuchtungen
12	Pixel-Messung	nein	ja	Pixel 12, 20, 25, 26, 62; 5 V, 8 ns, 100k Beleuchtungen
13	xy-Scan	nein	ja	137×137 Positionen, 30 Beleuchtungen pro Position, 5 V, 8 ns
14	Pixel-Messung	ja	nein	Alternative Konfiguration von Pulsbreite und Amplitude gesucht
15	xy-Scan	nein	ja	200×200 Positionen, 30 Beleuchtungen pro Position, 5 V, 8 ns
16	Pixel-Messung	nein	ja	Leermessung: LED deaktiviert, 100k Beleuchtungen

Tabelle 3.2: Messperioden der Datennahme mit PG 2 und PMT 1.

Periode	Typ der Messung	Test	Finalmessung	Anmerkung
17	xy-Scan	nein	ja	137×137 Positionen, 30 Beleuchtungen pro Position, 5 V, 8 ns
18	xy-Scan	nein	ja	Photokathode des PMTs wird zur Hälfte mit Klebeband abgedeckt, 5 V, 8 ns
19	Pixel-Messung	nein	ja	Pixel 9, 45; 5 V, 8 ns, 100k Beleuchtungen

Tabelle 3.3: Messperioden der Datennahme mit PG 2 und PMT 2.

Wiederholung einer Messung mit denselben Einstellungen ist folglich als eigenständige Messreihe definiert, welcher eine eigene Datenidentifikationsnummer zugeordnet wird. Die Vergabe dieser Nummer wird in Abschnitt 3.2 näher erläutert.

Bevor mit den eigentlichen Messungen begonnen werden kann, muss der Aufbau auf korrekte Verschaltung getestet und der PMT auf eine korrekte Funktion hin geprüft werden. In einem ersten Schritt werden, bevor die Dunkelkiste geschlossen und verschraubt wird, Einstellungen am Versuchsaufbau vorgenommen, um diesen an die beabsichtigten Messungen individuell anzupassen. Es wird hierbei noch einmal sichergestellt, dass die Lochblende den vertikalen Abstand $\Delta z = (0,3 \pm 0,1)$ mm zur Oberfläche der Photokathode des PMTs aufweist. Der Schrittbereich

der Fiber, welche durch einen Schrittmotor bewegt wird ist, umfasst 1500 Schritte mit einer Schrittweite von $\Delta s = 0,02015 \text{ mm}$ in der Waagerechten wie auch der Senkrechten (Kapitel 2). Die dadurch aufgespannte Fläche von ungefähr $913,551 \text{ mm}^2$ ist größer als die Fläche der Photokathode des PMTs, welche $327,61 \text{ mm}^2$ beträgt [14]. Somit kann die gesamte Photokathode, und somit jedes Pixel, vollständig abgefahren werden. Um ausschließlich Positionen auf der Oberfläche der Photokathode des PMTs mit dem Schrittmotor anzusteuern, wird eine Startposition als Ausgangslage für den Schrittmotor definiert. Hierdurch wird erreicht, dass der Schrittmotor nicht bei jeder Messung aus seinem Referenzpunkt (0|0) starten muss, sondern unmittelbar vor einer der Ecken der Photokathode des PMTs mit der Messfahrt beginnen kann. Im Fall der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurde die Koordinate der Startposition zu (250|500) bestimmt.

Die in den Tabellen 3.1, 3.2 und 3.3 aufgeführten Testmessungen werden zu keiner Analyse herangezogen, sondern dienen lediglich den in den Tabellen beschriebenen Zwecken, wie beispielsweise der Bestimmung geeigneter Konfigurationen. Aus diesem Grund wird den aus Testmessungen entstandenen Dateien keine Datenidentifikationsnummer zugewiesen (Abschnitt 3.2). Auch Messungen, die keine Finalmessungen sind, werden nicht zur Analyse herangezogen. Eine Messung kann aus zwei Gründen als Finalmessung ausgeschlossen werden: zum einen, wenn es sich um eine Testmessung handelt oder zum anderen, wenn ein Defekt an einem Gerät festgestellt wird. Tabelle 3.1 ist zu entnehmen, dass alle Messungen mit PG 1 keine Finalmessungen sind, da festgestellt wurde, dass die Amplituden der Pulse des PGs 1 teilweise nicht mit den am PG eingestellten Amplituden übereinstimmten. Obwohl dies nur für bestimmte Bereiche der Skala der Fall ist, werden alle Daten, die bei Messungen mit PG 1 aufgenommen wurden, von allen Analysen ausgeschlossen.

3.1 Messtypen

Wie bereits erwähnt, können mit dem Versuchsaufbau zwei grundlegend verschiedene Arten von Messungen durchgeführt werden (Messtypen). Man unterscheidet den xy-Scan und die Pixel-Messung. Beide Messtypen werden in den folgenden beiden Unterpunkten detailliert beschrieben.

3.1.1 xy-Scan

Bei einem xy-Scan fährt der Schrittmotor während der Messung den gesamten angegebenen Bereich aus seinem Ausgangspunkt in Bahnen ab und bewegt so die Fiber über die Photokathode des PMTs. Im Fall der hier vorgestellten Messungen ist dies, solange nicht anders beschrieben, immer die gesamte Fläche der Photokathode. Die Fiber verharrt dabei an einer bestimmten Anzahl an Positionen um dort Beleuchtungen vorzunehmen. Die genaue Lage dieser Positionen

wird im Vorfeld mit einer Software am Kontroll-PC bestimmt. Dazu wird dort die Anzahl der Positionen n_{pos} für jede der Bewegungsrichtungen x und y separat festgelegt. Aus n_{pos} und der gesamten abfahrbaren Fläche, abzüglich der nicht zu berücksichtigenden Fläche, welche durch den gewählten Ausgangspunkt festgelegt ist, berechnet die Software die genauen Koordinaten einer jeden Position, sodass diese symmetrisch und homogen über die gesamte zu untersuchende Fläche verteilt sind. Die Anzahl der Beleuchtungen pro Position n_{xy} ist ebenfalls zu Beginn der Messung in der Software einzustellen. Bei allen hier durchgeführten xy -Scans ist $n_{xy} = 30$. Nachdem die Beleuchtungen an einer Position durchgeführt wurden, bewegt der Schrittmotor die Fiber zur nächsten Position und führt dort erneut n_{xy} Beleuchtungen durch. Dies geschieht so lange, bis alle Positionen angefahren und beleuchtet wurden. Bei einem xy -Scan werden immer alle 64 Pixel des PMTs ausgelesen.

Aus den so gewonnenen Daten lässt sich eine Karte der Photokathode des PMTs entwickeln. Dazu wird aus jeweils 30 Beleuchtungen die maximale Signalamplitude aller 64 Pixel bestimmt und an der jeweiligen Position des Schrittmotors in die Karte der Photokathode eingetragen.

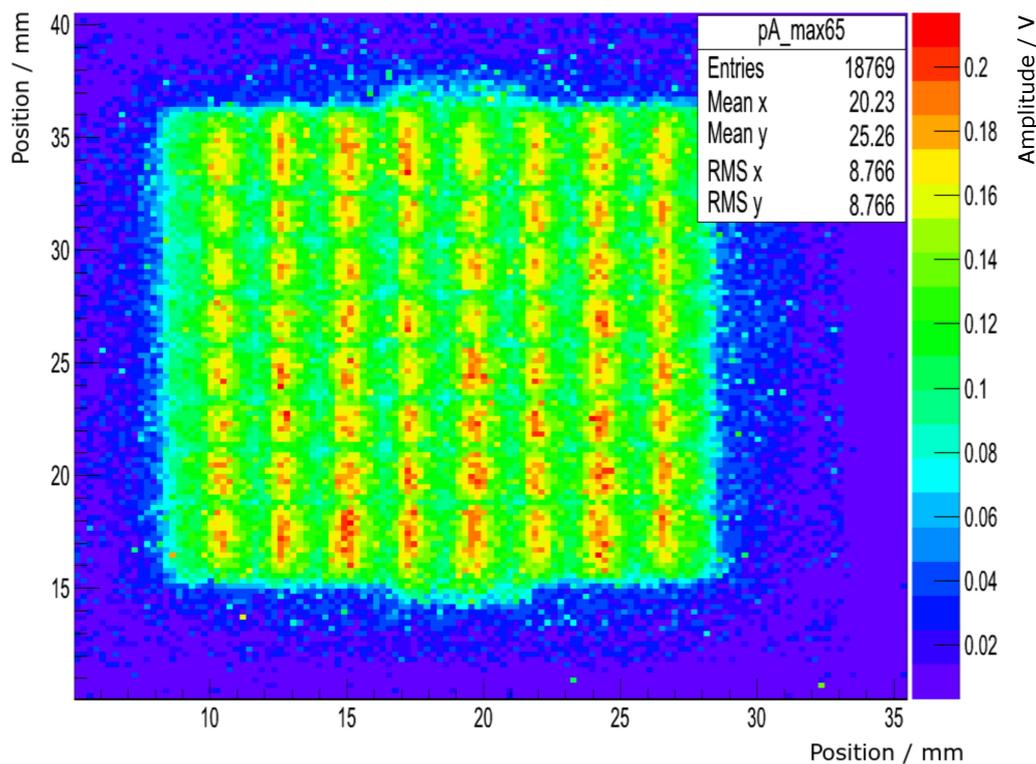


Abbildung 3.1: xy -Scan: Darstellung einer Karte der Photokathode des PMTs. Aufgetragen ist die maximale ausgelesene Pulshöhe als Funktion der Position der Fiber. Die Farbcodierung zeigt die gemessene Amplitude in Volt. Die Amplitude des Pulses für die LED beträgt $A=3,8$ V, die Auflösung beträgt 137×137 Positionen. Die am PG eingestellte Pulsbreite beträgt 25 ns. In die Grafik wurden 18 769 Messwerte eingetragen. [15]

Dabei wird vernachlässigt, von welchem Pixel das Maximum festgestellt wurde. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass das Pixel, der sich am nächsten zur Position des Schrittmotors befindet, die maximale Signalamplitude registriert hat. Abbildung 3.1 stellt exemplarisch eine solche Karte der Photokathode dar.

Die Ortsauflösung individueller Pixel ist jedoch deutlich besser, als in Abbildung 3.1 dargestellt. Das kann dadurch erklärt werden, dass in Abbildung 3.1 die Amplituden entsprechend der Erklärung des vorherigen Absatzes für alle 64 Pixel eingetragen werden. Wird stattdessen einzig die Amplitudeninformation eines einzelnen Pixels ausgelesen und in eine Karte der Photokathode eingetragen, so kann dadurch die Ortsauflösung deutlich gesteigert werden. Ein Maß für die Ortsauflösung ergibt sich aus der Steilheit des Amplitudenverlaufs für das ausgewählte Pixel. Je steiler der Amplitudenanstieg ausgeprägt ist, desto besser ist das Pixel aufgelöst und kann entsprechend gut von benachbarten Pixeln unterschieden werden. Abbildung 3.2 zeigt eine solche Darstellung. Das eingetragene Pixel ist Pixel 10, der verwendete Datensatz ist der gleiche, wie der, der für Abbildung 3.1 verwendet wurde.

Da Messungen nach Art des xy-Scans vergleichsweise viele Messdaten erzeugen, werden aus Gründen der Datenreduktion die Spuren der analog to digital converter (ADC) [G5] nicht mit gespeichert. Eine Analyse und Darstellung, wie sie bei Daten der Pixel-Messungen möglich ist, kann daher auf diese Weise nicht vorgenommen werden (s.u.).

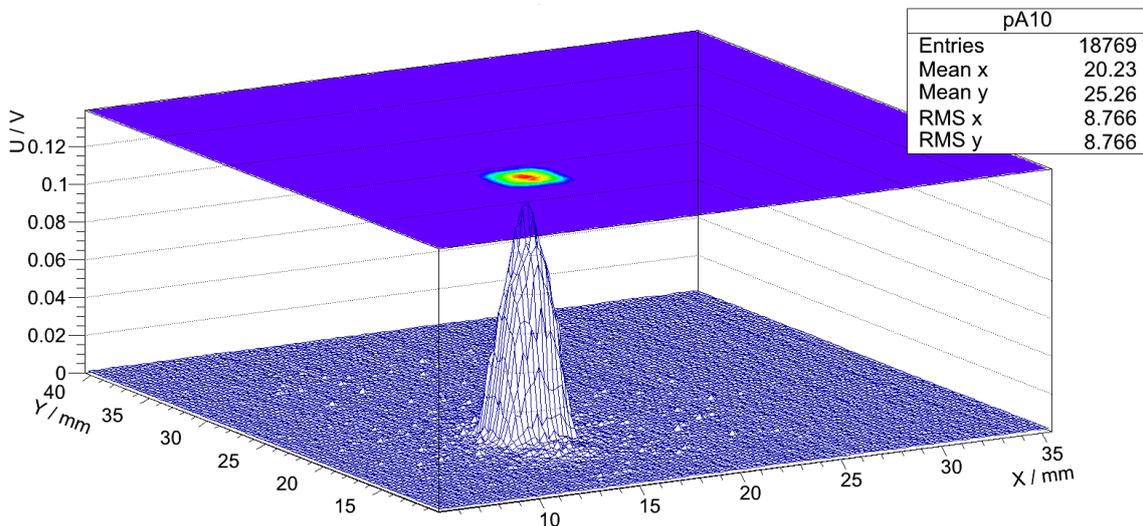


Abbildung 3.2: Einzelpixeldarstellung nach Art des xy-Scans: Aufgetragen ist die maximale ausgelesene Pulshöhe als Funktion der Position der Fiber für Pixel 10. Die Farbcodierung zeigt die gemessene Amplitude in Volt, welche zusätzlich auch auf der z-Achse dargestellt ist. Die Amplitude des Pulses für die LED beträgt $A=3,8$ V, die Auflösung beträgt 137×137 Positionen. In die Grafik wurden 18 769 Messwerte eingetragen. [15]

3.1.2 Pixel-Messung

Bei einer Pixel-Messung muss die vom Schrittmotor anzusteuende Position am Kontroll-PC direkt eingegeben werden. Diese Position kann z.B. mit Hilfe eines, im Vorfeld durchgeführten, xy-Scans nach entsprechenden Kriterien bestimmt werden. Außerdem muss am Kontroll-PC die Anzahl der Beleuchtungen n_{Pixel} festgelegt werden, die auf dieser Position durchgeführt werden sollen. Bei diesem Typ der Messung werden ebenfalls alle 64 Pixel des PMTs ausgelesen. Im Unterschied zum xy-Scan werden hier jedoch zusätzlich die gesamten Spuren aller ADCs aufgezeichnet. Mit Hilfe einer Pixel-Messung ist es somit z.B. möglich, die zeitliche Verteilung eines eingehenden Signals zu bestimmen, aber auch zu ermitteln, ob innerhalb des PMTs ein Übersprechen auf benachbarte Pixel auftritt.

Im Fall der hier durchgeführten Messungen werden die zu untersuchenden Positionen der Photokathode des PMTs nach den im folgenden Absatz benannten Kriterien ausgesucht. Zur genauen Bestimmung dieser Positionen oberhalb der Kathode des PMTs wurde eine Karte basierend auf einem xy-Scan verwendet.

Da bei Experimenten mit Szintillatoren die verwendeten PMTs jeweils so mit Fibern an die Szintillatorstreifen angekoppelt werden, dass diese die in den einzelnen Kanälen entstandenen Photonen zentral in das zugehörige Pixel leiten, soll auch hier die Mitte eines jeden Pixels angefahren werden. Dies reduziert zusätzlich die Wahrscheinlichkeit, dass ein optisches Übersprechen auf benachbarte Pixel stattfindet. Außerdem wird darauf geachtet, dass verschiedene Seiten des PMTs gemessen werden. So ist es möglich, etwaige Effekte, welche durch den Auf-

57	58	59	60	61	62	63	64
49	50	51	52	53	54	55	56
41	42	43	44	45	46	47	48
33	34	35	36	37	38	39	40
25	26	27	28	29	30	31	32
17	18	19	20	21	22	23	24
9	10	11	12	13	14	15	16
1	2	3	4	5	6	7	8

Abbildung 3.3: *Pixel-Messung: Schematische Darstellung der Photokathode des PMTs. Hervorgehoben sind die fünf im Detail vermessenen Pixel. In der Darstellung sind Zentralpixel rot und Randpixel in blau unterlegt.*

bau des PMTs selbst oder die PMT-Karte hervorgerufen werden, zu erkennen. Schlussendlich wird ebenfalls beachtet, nicht nur einzelne, sondern auch direkt benachbarte Pixel, zu messen. Die fünf entsprechend ausgewählten und im Detail gemessenen Pixel sind der Abbildung 3.3 zu entnehmen.

3.2 Datenkonvertierung

Nachdem die Daten aufgenommen wurden, erfolgt eine erste Analyse. Abbildung 3.4 zeigt ein exemplarisches Ereignis für eine Pixel-Messung. Die in dieser Arbeit beschriebene Analyse bezieht sich auf die Auswertung der Pixel-Messungen. Aus diesem Grund wurde die gesamte Messzeit so eingeteilt, dass überwiegend Messungen dieses Typs durchgeführt wurden. Da die genommenen Daten in einem für die Analyse ungünstigen Datenformat vorliegen, werden diese in ein geeignetes Format konvertiert. Dazu werden vier Schritte vollzogen, welche dazu beitragen, die Dateigröße im Schnitt um das 100-fache zu reduzieren. Dies ermöglicht eine im folgenden stattfindende, effiziente Datenanalyse.

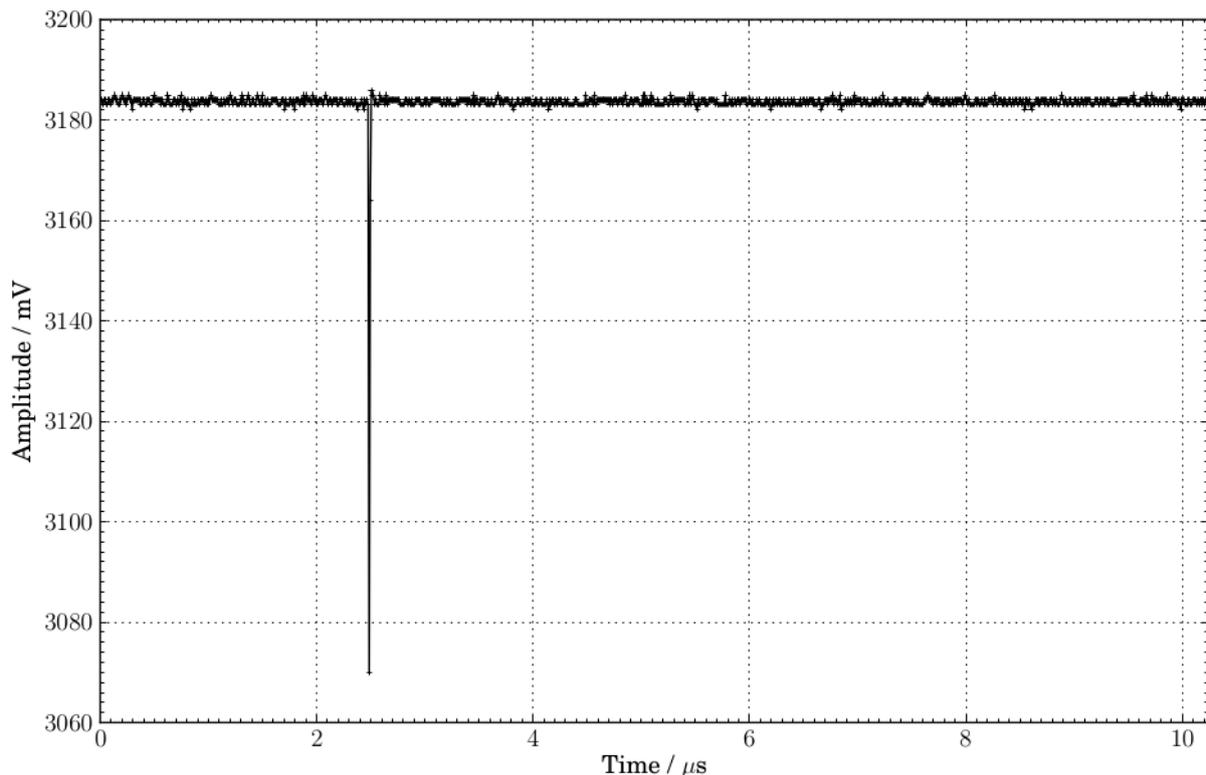


Abbildung 3.4: Ereignis vor der Konvertierung: Spur des ADCs des Pixels 12 in Ereignis 25 aus Messung 004, in welchem Pixel 12 direkt von der LED beleuchtet wurde. Die am PG eingestellte Pulsbreite betrug 25 ns, die dort eingestellte Amplitude betrug 3 V. Auf der x-Achse ist die Zeit in μs , auf der y-Achse die Amplitude in mV aufgetragen. [15]

Der PMT wird für die Messungen mit einer negativen Betriebsspannung versorgt. Somit weisen auch die vom PMT erzeugten Signale negative Vorzeichen auf. Um im weiteren Verlauf die Darstellung von Ereignissen zu vereinfachen, wird die Spur der ADCs im ersten Schritt invertiert.

Im zweiten Schritt werden bei jedem Ereignis die aufgezeichneten Datenpunkte um den durch das verwendete System aus ADCs bedingten Achsenversatz von $U_{\text{Achsenversatz}} = 3,3 \text{ V}$ korrigiert. Dazu werden zwei Intervalle Δt_I mit einer Breite von $1 \mu\text{s}$, eines beginnend am Anfang und eines aufhörend zum Ende eines jeden Ereignisses, definiert. An die Datenpunkte der beiden Intervalle wird in der vorliegenden Analyse eine Ausgleichsgerade angepasst. Beide Intervalle sind so gewählt, dass der von der LED [K3] erzeugte Puls nicht innerhalb einer dieser Bereiche auftritt (Abschnitt 2.1). Von allen Amplituden der 1024 Datenpunkte eines Ereignisses wird nun der entsprechende Wert der Ausgleichsgeraden abgezogen. Dies geschieht für alle Ereignisse analog. In den beiden Bereichen wird zusätzlich jeweils der Mittelwert der Signalamplituden gebildet. Die berechneten Mittelwerte, sowie die Parameter der Ausgleichsgeraden und deren Fehler werden für jedes Ereignis dokumentiert und in die neue, konvertierte Datei eingetragen (s.u.).

Der dritte Schritt besteht darin, einen Schnitt auf die Amplitude der Datenpunkte einzuführen. Nur Amplituden, welche größer als eine definierte Schwelle sind, werden in das neue Datenformat übernommen, Amplituden unterhalb dieser Schwelle werden nicht weiter berücksichtigt. Wie in Abbildung 3.4 dargestellt, sind typische Amplituden der Signale des PMTs deutlich vom Rauschen, welches unterhalb der einzuführenden Schwelle liegt, zu unterscheiden. Da der Puls der LED sich innerhalb der verschiedenen Messungen einer Messreihe nicht ändert, ist es zur Datenreduktion möglich, diesen Schnitt bei $U_{\text{Schwelle}} = 2 \text{ mV}$ auf alle Amplituden aller Messungen anzuwenden, ohne dabei relevante Informationen bezüglich des zu messenden Signals zu verlieren. Etwaig auftretende Effekte mit einer Amplitude von 2 mV oder weniger gehen zwar bei diesem Schnitt verloren, wären aber auch ohne den Schnitt nicht vom Rauschen zu unterscheiden. Dieser Schritt führt dabei zur Reduktion der Daten mit dem oben erwähnten Faktor von ca. 100.

Abbildung 3.5 zeigt das Ereignis aus Abbildung 3.4 nachdem die hier beschriebenen Schritte zur Datenreduktion durchgeführt wurden. In rot dargestellt sind die Amplituden, welche bedingt durch den Schnitt bei 2 mV nicht in das neue Datenformat übernommen werden.

Die so genommenen Daten werden im vierten Schritt mit den zusätzlichen Informationen (Tabelle 3.4) für jedes Ereignis gespeichert. So sind Informationen, wie Datum, beleuchtetes Pixel oder Parameter der Anpassungsfunktion der Ausgleichsgeraden direkt in der Analyse abrufbar und müssen bei Bedarf nicht erneut zusammengetragen werden. Die `run_ID` bezeichnet die Datenidentifikationsnummer, welche zusätzlich zum Eintrag innerhalb der Datei auch in den entsprechenden Dateinamen jeder konvertierten Datei eingetragen ist. Sie wird chronologisch für die genommenen Messungen vergeben; Testmessungen sind davon ausgenommen. Da somit die

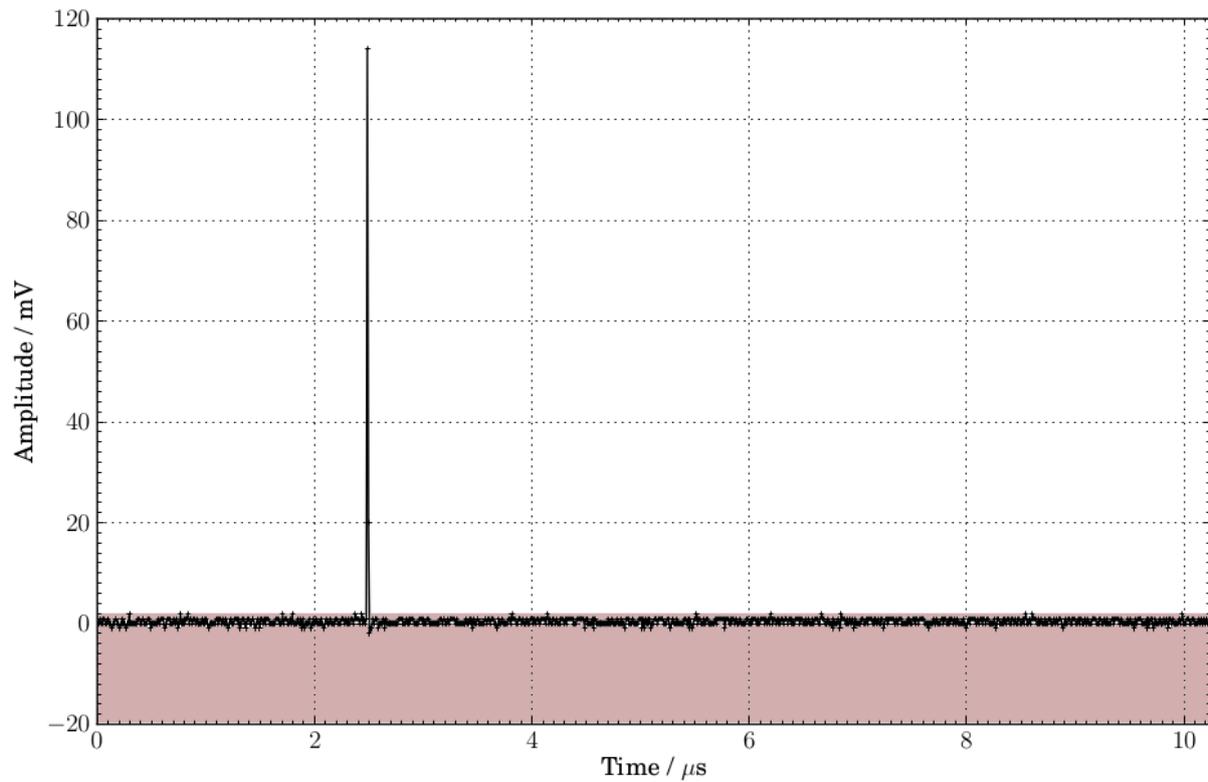


Abbildung 3.5: Ereignis nach der Konvertierung: Spur des ADCs des Pixels 12 in Ereignis 25 aus Messung 004, in welchem Pixel 12 direkt von der LED beleuchtet wurde. Die am PG eingestellte Pulsbreite betrug 25 ns, die dort eingestellte Amplitude betrug 3 V. Der Bereich der Amplitudenspannung von 2 mV oder weniger ist rot unterlegt. Alle Amplituden in diesem Bereich werden von der Konvertierung ausgeschlossen. [15]

Reihenfolge der gemessenen Daten und der konvertierten Daten synchron bleibt, können etwaige zeitliche Veränderungen der Messgrößen während der Gesamtmessung erkannt werden.

Die in Kapitel 4 dargestellte Analyse basiert auf dem neu gewonnenen Datenformat.

Eintrag	Information	Anmerkung
1	run_ID	Nummer der Messung
2	event_ID	Nummer der Beleuchtung
3	pmt_ID	PMT 1 oder 2
4	trigger_pixel	Nummer des direkt beleuchteten Pixels
5	led_voltage	Spannung des Pulses für die LED
6	led_width	Pulsbreite des Pulses für die LED
7	date	Datum der Messung
8	noise_level_cut	Schnittgrenze für Rauschen [mV]
9	fit_type	Art der Anpassungsfunktion, um auftretenden Achsenversatz zu bestimmen
10	fit_range	Breite der Intervalle, über die die Anpassungsfunktionen berücksichtigt werden [ns]
11	fit_range1_mean	Mittelwert der Amplituden für individuelles Pixel (Anfangsintervall) [V]
12	fit_range1_stddev	Fehler auf den Mittelwert der Amplituden für individuellen Pixel (Anfangsintervall) [V]
13	fit_range2_mean	Mittelwert der Amplituden für individuelles Pixel (Endintervall) [V]
14	fit_range2_stddev	Fehler auf den Mittelwert der Amplituden für individuelles Pixel (Endintervall) [V]
15	baseline_fit_pixel	Pixel Nummer i
16	baseline_fit_slope	Steigung der Anpassungsfunktion des Pixels i
17	baseline_fit_slope_err	Fehler der Steigung der Anpassungsfunktion des Pixels i
18	baseline_fit_offset	Achsenversatz der Anpassungsfunktion des Pixels i
19	baseline_fit_offset_err	Fehler des Achsenversatzes der Anpassungsfunktion des Pixels i
20	baseline_fit_chi2	Chi-Quadrat-Test der Anpassungsfunktion des Pixels i
21	baseline_fit_ndf	Anzahl der Freiheitsgrade in Anpassungsfunktion für Pixel i
22	baseline_fit_err_code	Fehlerwert für Pixel i, wenn Anpassungsfunktion nicht erstellt werden kann 1, sonst 0
23	integral_pixel	Pixel Nummer j
24	integral_fixed	Summe über alle korrigierten Amplituden des Pixels j
25	data_pixel	Pixel Nummer k
26	data_time	Zeitpunkt, bei dem Amplitude des Pixels k > noise_level_cut [ns]
27	data_amplitude	Wert der Amplitude des Pixels k, wenn > noise_level_cut [V]
28	n_entries	Anzahl der Datenpunkte im betreffenden Ereignis

Tabelle 3.4: *Datenformat: Parameter des neuen Datenformats, in welches alle Pixel-Messungen im Anschluss an die Messungen konvertiert werden. Alle zu einer Messreihe gehörenden Informationen werden in eine Datei geschrieben und mit einer Datenidentifikationsnummer versehen.*

4 Analyse

Die hier beschriebene Analyse beruht auf den konvertierten Daten der Pixel-Messungen des Multianoden-Photomultiplier (PMT) [K1] (Abschnitt 3.2). Ein exemplarisches Ereignis nach der vollständigen Konvertierung der Rohdaten ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Neben der Zeit und der Amplitude ist außerdem das zugehörige Pixel aufgetragen. Im Vergleich zu Abbildung 3.5 in Abschnitt 3.2 ist die Reduzierung des Datenvolumens anhand der in dieser Abbildung verringerten Anzahl an Einträgen zu erkennen.

Die beiden für die Messungen benutzten Konfigurationen, welche am Pulsgenerator (PG) [G8] eingestellt wurden, werden im Folgenden mit α (Pulsbreite 10 ns, Amplitudenspannung 3,8 V, Datenidentifikationsnummern 011-015) und β (Pulsbreite 8 ns, Amplitudenspannung 5 V, Datenidentifikationsnummern 017-021) bezeichnet. Die Analyse basiert auf den Messreihen der Konfiguration β , da für diese die meisten Daten aufgezeichnet wurden. Dies ermöglicht eine statistisch signifikante Analyse.

Da in der Analyse die Signale des PMTs auf Zeitskalen in der Größenordnung von bis zu $\Delta t \approx 10 \mu\text{s}$ untersucht werden sollen (Kapitel 2), besteht der erste Schritt der Analyse darin, die

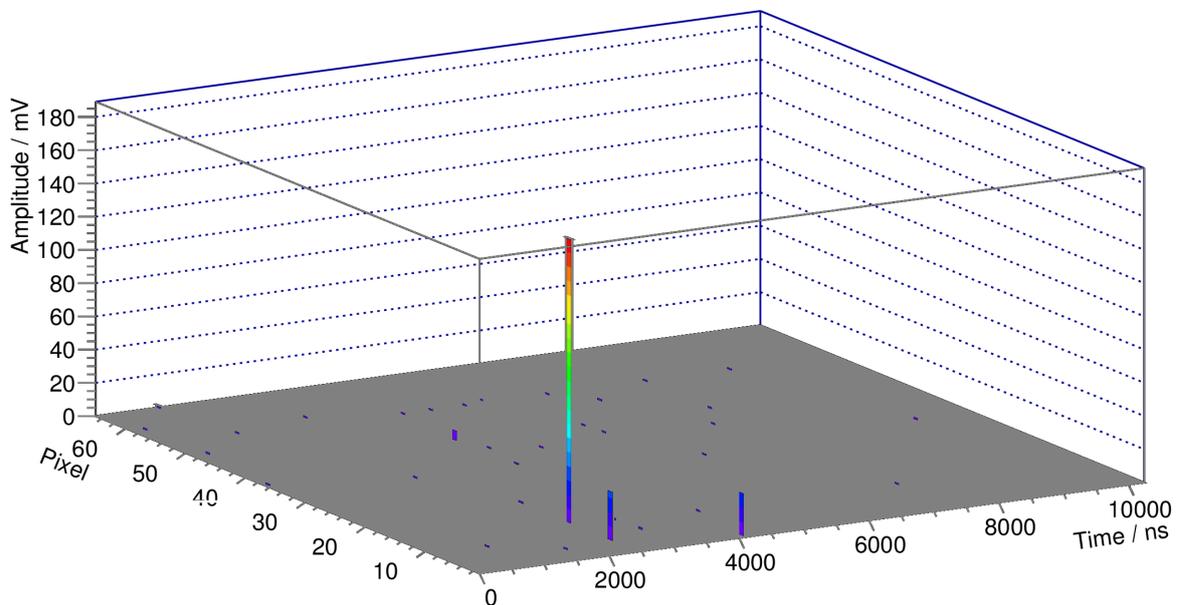


Abbildung 4.1: *Beispielereignis: Zufällig ausgesuchtes Ereignis 376 aus Messreihe 017 (Konfiguration β), in welcher Pixel 12 von der LED beleuchtet wurde. Auf der x-Achse ist die Zeit in ns, auf der y-Achse das ausgelesene Pixel und auf der z-Achse die Amplitude in mV aufgetragen.*

Zeitverteilung der Signale der einzelnen konvertierten Dateien zu betrachten und auftretende Charakteristika zu identifizieren. Dieser erste Schritt wird in Abschnitt 4.1 näher erläutert.

4.1 Selektion und Einteilung der Daten

Eine typische Zeitverteilung basierend auf den Daten einer konvertierten Datei ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Gezeigt ist die Anzahl aller Signale einer Messreihe mit einer Amplitude von 3 mV oder größer als Funktion der Zeit ihres Auftretens, unabhängig davon, welches Pixel ein Signal gezeigt hat. Die hier dargestellte Zeitverteilung der ausgewählten Messreihe 017 umfasst dabei 567 946 Einträge. Die Anzahl der direkten Beleuchtungen durch LED [K3] und PG für Messreihe 017 beträgt $n = 100\,000$.

Die meisten Einträge werden zum Zeitpunkt $t_{H1} = 2,445\ \mu\text{s}$ registriert. Bei dieser Signalanhäufung H1 handelt es sich um die PMT-Signale, welche von den Lichtpulsen der LED ausgelöst werden. Aufgrund des Auslesesystems werden diese für alle Messungen immer zur Zeit t_{H1} gemessen. Diese Zeit entspricht gerade der durch die Elektronik vorgegebenen Verzögerungszeit t_V . Die Signalanhäufung um den maximalen Spitzenwert erstreckt sich zeitlich über ein Intervall von $\Delta t_{H1} = 50\ \text{ns}$.

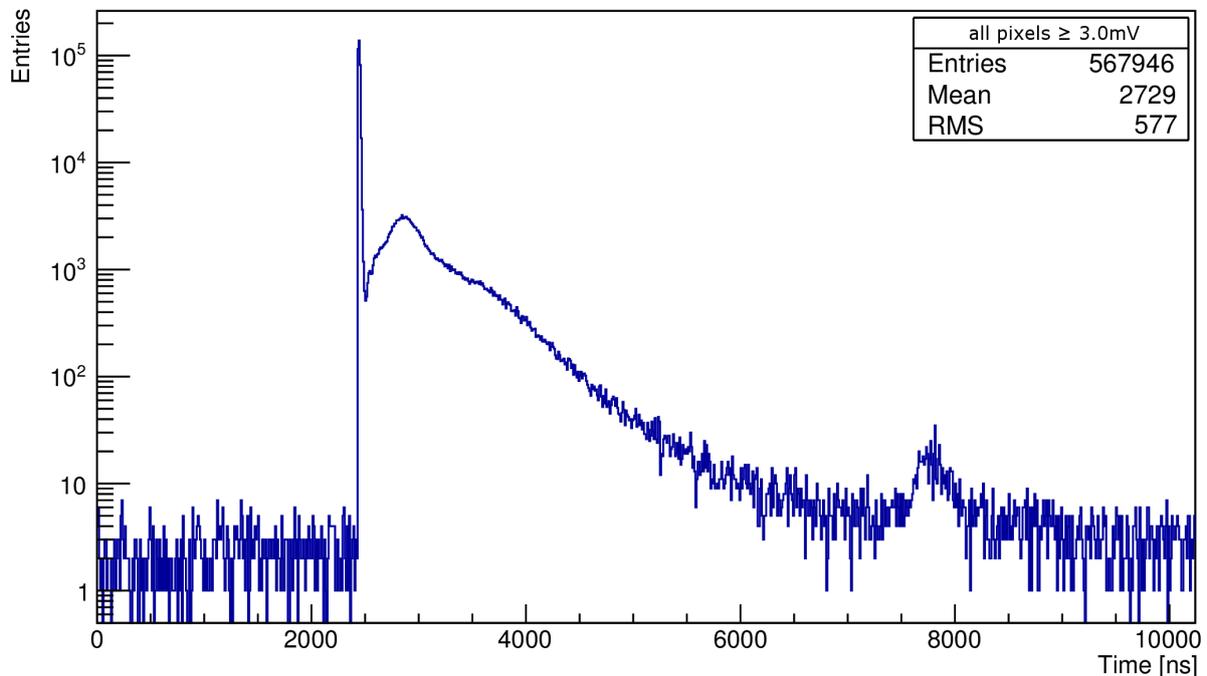


Abbildung 4.2: Zeitverteilung mit Amplituden von 3 mV oder mehr: Darstellung der Zeitverteilung der Messreihe 017 (Konfiguration β). Auf der x-Achse ist die Zeit in ns, auf der y-Achse ist die Anzahl der Einträge in logarithmischer Darstellung aufgetragen. Die Anzahl der Einträge beträgt $n = 567\,946$.

Neben diesem maximalen Spitzenwert ist eine weitere Signalanhäufung H2, deren Ursprung Schwerpunkt der Analyse ist, zu beobachten, welche dem Spitzenwert der Signalanhäufung H1 in einem zeitlichen Abstand von ca. 500 ns folgt. Der Maximalwert der Signalanhäufung innerhalb H2 ist im Vergleich zum Maximum in H1 um zwei Größenordnungen im Logarithmus unterdrückt. H2 erstreckt sich zeitlich über ein Intervall der Länge $\Delta t_{H2} \approx 4 \mu\text{s}$. Nach Erreichen des Maximalwerts fällt die Verteilung innerhalb des Intervalls exponentiell ab.

Im Anschluss an H2 tritt eine dritte Signalanhäufung H3 auf, welche eine maximale Signalamplitude zum Zeitpunkt $t_{H3} \approx 7,8 \mu\text{s}$ aufweist. H3 erstreckt sich zeitlich über ein Intervall mit einer Länge von $\Delta t_{H3} \approx 750 \text{ ns}$. Die maximale Amplitude der Häufigkeitsverteilung H3 ist im Vergleich zum Maximum der Anhäufung H1 um ungefähr drei Dekaden in der Anzahl unterdrückt. Eine Analyse der Signalanhäufung H3 zeigt, dass diese ausschließlich aus Einträgen mit einer Amplitude von 3 mV bestehen (s.o.). Außerdem tritt H3 nur bei Messungen mit PMT 1 und Konfiguration β auf. Die Herkunft dieser im Vergleich der jeweiligen Maximalwerte kleinsten Anhäufung H3 ist zum jetzigen Zeitpunkt nicht zu erklären. Da die Analyse, welche in dieser Arbeit vorgestellt wird, ausschließlich auf Zeitintervalle vor H3 begrenzt ist (s.u.), werden deren Ergebnisse nicht von den Einträgen der Häufung H3 beeinflusst (Tabelle 4.1).

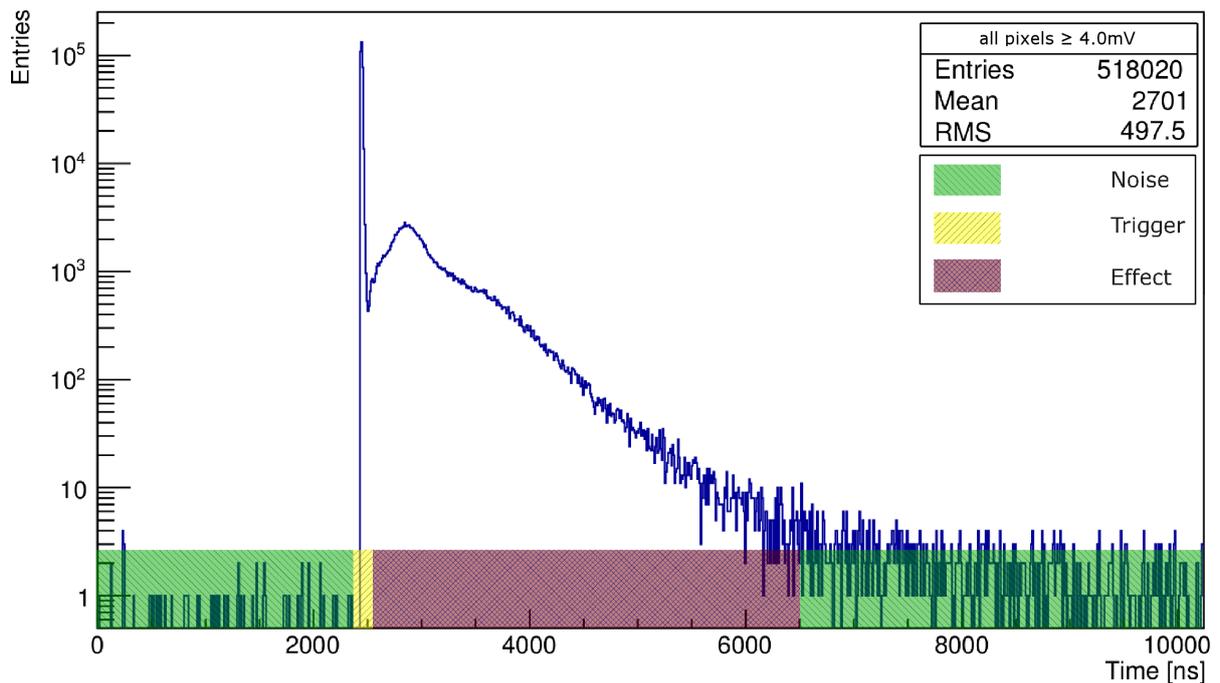


Abbildung 4.3: Zeitverteilung mit Amplituden von 4mV oder mehr: Darstellung der Zeitverteilung der gleichen Messreihe, wie in Abbildung 4.2. Der zusätzlich aufgetragene und in der Legende erläuterte Farbcode markiert die in Tabelle 4.1 aufgelisteten Intervalle. Es sind nur Ereignisse mit einer Amplitudenspannung von 4 mV oder größer in die Grafik eingetragen, Signale mit kleinerer Amplitude wurden nicht berücksichtigt. Dieser Filter wird im Text als Qualitätsschnitt bezeichnet. Die Anzahl der Einträge beträgt $n = 567\,946$.

Intervall	Beginn	Ende
Rauschen	0 ns	2 419 ns
Häufung H1 (Trigger)	2 420 ns	2 520 ns
Häufung H2 (Effekt)	2 521 ns	6 500 ns
Rauschen	6 501 ns	10 240 ns

Tabelle 4.1: *Zeitliche Einteilung der Intervalle für weitere Analysen.*

Die Häufigkeitsverteilung wird nun in verschiedene Intervalle aufgeteilt, in welchen unterschiedliche Analysen vorgenommen werden. Diese Bereiche sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Das Ende des Intervalls von H2 wird bei einer Zeit von 6 500 ns gewählt, da zu diesem Zeitpunkt die durchschnittliche Signalhäufigkeit auf das Niveau des statistischen Rauschens abgenommen hat und somit von diesem nicht mehr zu differenzieren ist.

Der Schwerpunkt der Analyse der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung des Intervalls der Signalanhäufung H2, dessen zeitliche Grenzen grundsätzlich nicht weiter verändert werden. Da die Herkunft der Häufung H2 zum jetzigen Zeitpunkt nicht erklärt werden kann, aber Gegenstand der später erläuterten Untersuchungen ist, wird dieses Intervall auch Effektbereich genannt, die Verteilung H2 wird mit Effekt bezeichnet. Für die weiteren Analysen wird außerdem ein Qualitätsschnitt auf die Daten angewendet, sodass nur Ereignisse mit einer Amplitudenspannung von 4 mV oder größer berücksichtigt werden. Abbildung 4.3 zeigt die Zeitverteilung der gleichen Datei, wie Abbildung 4.2, jedoch inklusive des Qualitätsschnitts und den in Tabelle 4.1 definierten Intervallen.

4.2 Spektrum integrierter Signale

Im nächsten Schritt wird untersucht, inwiefern sich die Signale der Häufung H1 (Abschnitt 4.1) für verschiedene, direkt beleuchtete Pixel innerhalb der Messdaten, die mit Konfiguration β aufgenommen wurden, unterscheiden. Dies geschieht mit Hilfe der Spektren der integrierten Signale in diesem Bereich, welche für die verschiedenen Messreihen gebildet werden. Um das Spektrum der Signale in Anhäufung H1 für eine Messreihe zu erhalten, werden zwei Filter auf die Daten angewendet. Sie sortieren die in dieser Messreihe genommenen Signale aus, welche nicht über das direkt beleuchtete Pixel aufgenommen und nicht innerhalb des zeitlichen Intervalls der Häufung H1 registriert wurden. Die nach Anwendung dieser Filter verbleibenden Signale werden aufintegriert, indem die Summe aller Amplituden für jedes Ereignis gebildet und mit der Zeitaufösung der analog to digital converter (ADC) [G5] von 10 ns multipliziert wird. So ergibt sich auf der x -Achse die Einheit ADC-Zähler mal Zeit[ns].

4.2.1 Spektrum einer einzelnen Messreihe

Abbildung 4.4 zeigt ein solches Spektrum für eine beliebig ausgewählte Messreihe, die unter Verwendung von Konfiguration β aufgenommen wurde. Auf der y -Achse ist die Anzahl der Einträge dargestellt. Neben den Daten sind auch die statistischen Fehler nach Poisson-Statistik in der Abbildung eingetragen. Da das Spektrum einer Normalverteilung ähnelt, wird eine gaußförmige Funktion Φ an die Messdaten angepasst:

$$\Phi(x) = A \exp^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2} \quad , \quad -\infty < x < \infty, \sigma > 0 \quad . \quad (4.1)$$

Hierbei ist A der Maximalwert, μ der Mittelwert und σ die Standardabweichung der Verteilungsfunktion. Die Anpassungsfunktion ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Die freien Parameter der Anpassungsfunktion der abgebildeten Messreihe 017 werden zu $A = (4053 \pm 15)$, $\mu = (2268 \pm 2)$ ADC-Zähler mal Zeit[ns] und $\sigma = (501 \pm 1)$ ADC-Zähler mal Zeit[ns] bestimmt (Tabelle 4.2). Die Güte der Anpassungsfunktion an die Daten berechnet sich zu $\frac{\chi^2}{\text{NDF}} = \frac{205,316}{77} = 2,666$.

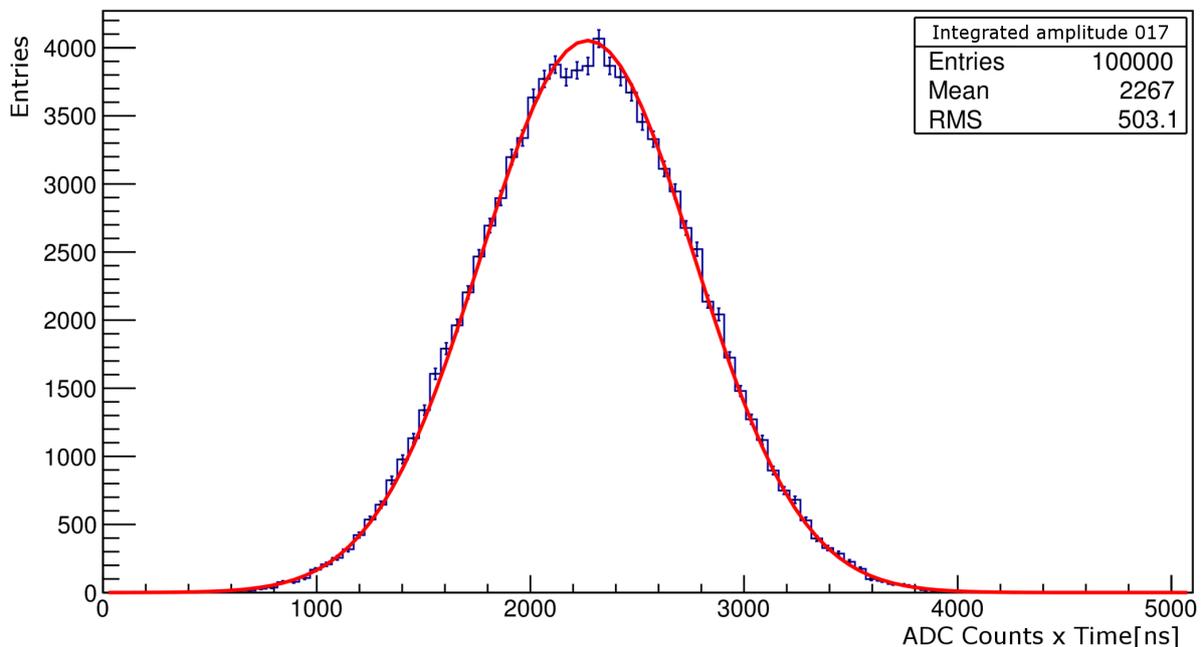


Abbildung 4.4: *Spektrum integrierter Signalamplituden: Abbildung des Spektrums der integrierten Signalamplituden von Messreihe 017 (Konfiguration β). Neben den Messwerten inklusive der Fehler nach Poisson-Statistik ist die Anpassungsfunktion Φ (Gauß-Verteilung) in rot eingetragen.*

4.2.2 Spektren verschiedener Pixel bei gleicher Konfiguration

Im folgenden Schritt soll nun der Vergleich der Spektren der integrierten Signalamplituden für verschiedene Pixel bei gleicher Konfiguration durchgeführt werden. So ist es möglich, zu überprüfen, inwiefern sich die Spektren für verschiedene Pixel unterscheiden bzw. gleichen. Unterschiede in der Signalstärke für verschiedene Pixel können z.B. durch die unterschiedlichen Verstärkungen der Pixel eines PMTs entstehen, welche bis zu einem Faktor $f = 3$ [14] variieren können. Abweichungen der Verstärkungen mit einem Faktor bis zu $f = 3$ wurden bei den hier durchgeführten Messungen nicht festgestellt (Abbildung 4.5).

Abbildung 4.5 zeigt den Vergleich der Spektren der integrierten Signalamplituden für alle fünf mit Konfiguration β gemessenen Pixel (Abschnitt 3.1.2). Die Mittelwerte μ_i und Standardabweichungen σ_i der Anpassungsfunktionen inklusive der Fehler, welche in der Analyse bestimmt wurden, können Tabelle 4.2 entnommen werden. Die Streuungen der Mittelwerte und Standardabweichungen der fünf gemessenen Pixel können vollständig auf die im vorherigen Absatz erwähnten Verstärkungen der einzelnen Pixel zurückgeführt werden. So ist es möglich, aus den ausgewählten Pixeln ein repräsentatives Pixel auszuwählen. Die Art der Analyse hängt selbst nicht vom gewählten Pixel ab, da sie in gleicher Form auf alle gemessenen Pixel angewendet

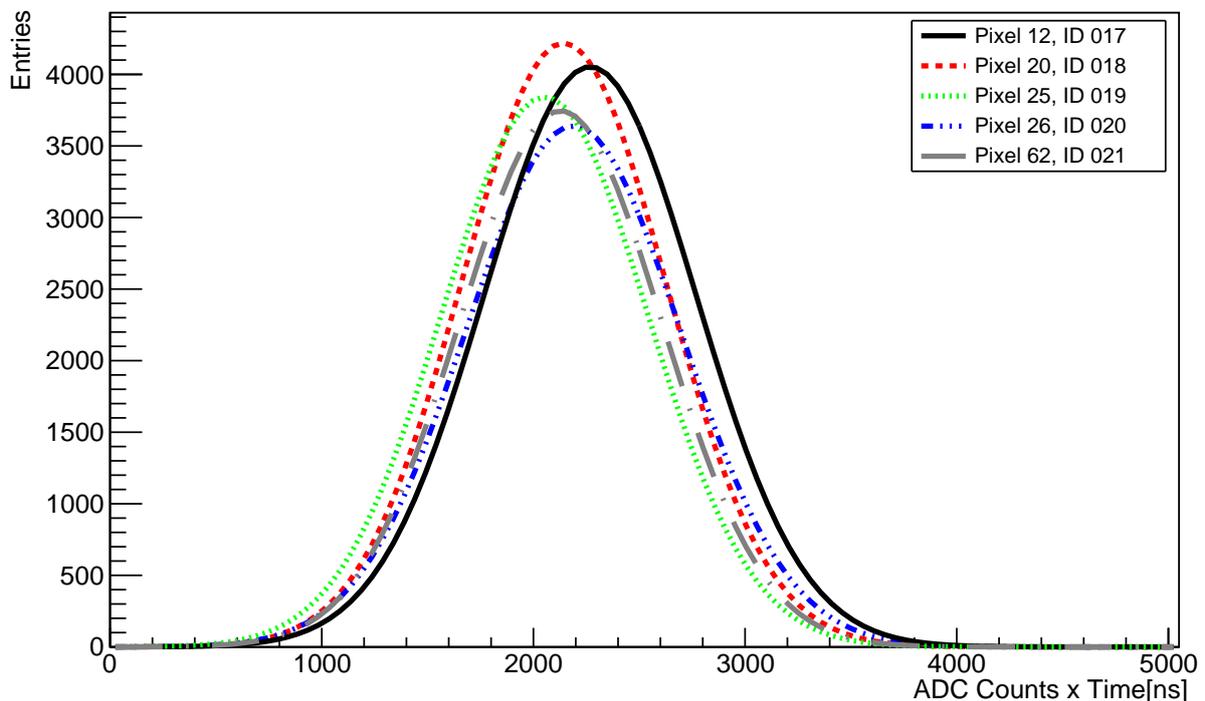


Abbildung 4.5: Anpassungsfunktionen Φ_i der integrierten Signalamplituden einer festen Konfiguration: Die Konfiguration des PGs bei der Aufnahme für diese Darstellung betrug 8 ns Pulsbreite und 5 V Amplitude. Farbcodierung und Linienstil dienen zur Identifikation des jeweiligen Pixels, bzw. der jeweils zur Messreihe gehörenden Datenidentifikationsnummer, und können der Legende entnommen werden.

Pixel	ID	Mittelwert μ	Standardabw. σ
12	017	$2\,268 \pm 2$	501 ± 1
20	018	$2\,143 \pm 2$	481 ± 1
25	019	$2\,053 \pm 2$	487 ± 1
26	020	$2\,188 \pm 2$	508 ± 1
62	021	$2\,129 \pm 2$	478 ± 1

Tabelle 4.2: Parameter der Anpassungsfunktionen Φ_i einer festen Konfiguration: Tabellarische Übersicht der Mittelwerte μ_i und Standardabweichungen σ_i der gaußförmigen Anpassungsfunktionen Φ_i der integrierten Signalamplituden für verschiedene Pixel und gleiche Konfiguration des PGs mit 8 ns Pulsbreite und 5 V Amplitudenspannung. Mittelwert und Standardabweichung haben die Einheit Anzahl der ADC-Zähler mal Zeit[ns].

wird. Die Ergebnisse der Analyse für ein beliebiges Pixel gelten analog für die anderen gemessenen und analysierten Pixel. In der hier vorgestellten Analyse wird Pixel 12 gewählt, da dieses das erste Pixel eines jeden Messdurchgangs einer gewählten Konfiguration ist.

4.3 Zeitverteilung

Hier soll die Zeitverteilung des Pixels 12 detaillierter analysiert werden. Die Ergebnisse der Analyse werden anhand Messreihe 017 (Konfiguration β), bei der Pixel 12 direkt von der LED beleuchtet wurde, dargestellt. Abbildung 4.6 zeigt die Zeitverteilung für diese Messreihe. In die Abbildung gehen die Messwerte aller 64 Pixel ein, die Amplitudenschwelle beträgt 4 mV. Neben dem Maximalwert der Verteilung, welcher auf die direkte Beleuchtung des Pixels 12 mit der LED zurückzuführen ist, ist auch der Effekt zu sehen.

Da die Daten neben der Zeit- und der Amplitudeninformation eines Signals auch die Pixelinformation enthalten, ist es möglich, die Zeitverteilung für verschiedene Bereiche des PMTs zu erstellen. Abbildung 4.7 stellt drei Zeitverteilungen dar. Zum einen ist in dieser Abbildung die Zeitverteilung für alle Pixel (obere Verteilung, schwarz), analog zur Abbildung 4.6, aufgetragen. Zum anderen sind die Zeitverteilungen für Rand- (mittlere Verteilung, blau) und Zentralpixel (untere Verteilung, rot) aufgetragen (Abschnitt 3.1.2). Mit Hilfe dieser Abbildung ist festzustellen, dass der Großteil der Gesamteinträge im Triggerbereich von Signalen der Zentralpixel stammt. Das ist zu erwarten, da Pixel 12 ein Zentralpixel ist. Der Effekt in der oberen Verteilung (alle Pixel) setzt sich, im Gegensatz dazu und anders als erwartet, fast ausschließlich aus Beiträgen der Randpixel zusammen.

Dieses Verhalten zeigt sich nicht nur für die Messreihe 017, in der Pixel 12 direkt von der LED beleuchtet wurde, sondern wird auch bei den anderen Messreihen beobachtet. In allen Messreihen tragen die Randpixel des PMTs am meisten zum Effekt bei, unabhängig davon, wo auf der Photokathode sich das durch die LED direkt beleuchtete Pixel befindet.

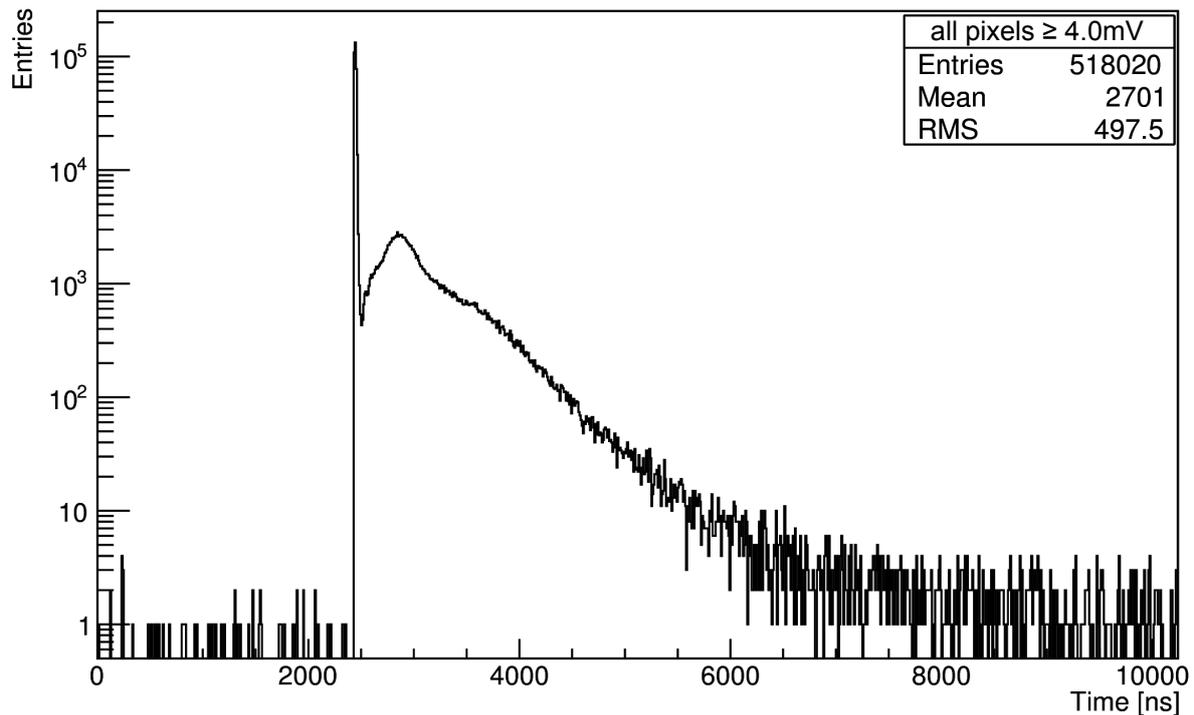


Abbildung 4.6: Zeitverteilung der Einträge der Messreihe 017: Auf der x -Achse ist die Zeit in ns, auf der y -Achse die Häufigkeit aufgetragen. In diese Zeitverteilung gehen 518 020 Signale ein, die mit allen 64 Pixeln und einer Amplitudenspannung von mindestens 4 mV registriert wurden. Die Häufung um den Maximalwert kann auf die direkte Beleuchtung durch die LED zurückgeführt werden, die zweite Häufung stellt den Effekt dar.

Um dieses unerwartete Verhalten des PMTs weiter zu untersuchen, wird die bereits nach Rand- und Zentralpixeln aufgespaltene Zeitverteilung noch feiner unterteilt. Abbildung 4.8 zeigt eine Zeitverteilung, in der eine Separation nach oberen, unteren, linken und rechten Randpixeln des PMTs erfolgt (Seitenangaben jeweils in Draufsicht auf die Photokathode des PMTs, Pixel 1 befindet sich links unten (Abbildung 3.3)). Von oben nach unten sind hier alle Randpixel (schwarz), die unteren Randpixel (rot), die oberen Randpixel (blau), die linken Randpixel (grün) und die rechten Randpixel (braun) dargestellt. Der Abbildung 4.8 ist zu entnehmen, dass die meisten Signale des Effektes von Randpixeln registriert werden, die sich auf der Unterseite des PMTs befinden.

Dass untere Randpixel einen Großteil der Einträge im Bereich des Effektes beitragen, ist auch bei den Analysen der anderen vermessenen Pixel aufgefallen, unabhängig davon wo sie sich auf der Photokathode des PMTs befinden. Dies gilt sogar für den Extremfall von Pixel 62, welches ein oberes Randpixel ist.

Eine weitere Darstellung der Zeitverteilung ist in Abbildung 4.9 dargestellt. In dieser Abbildung ist die Zeitverteilung für alle 64 Pixel für unterschiedliche Amplitudenschnitte aufgetragen.

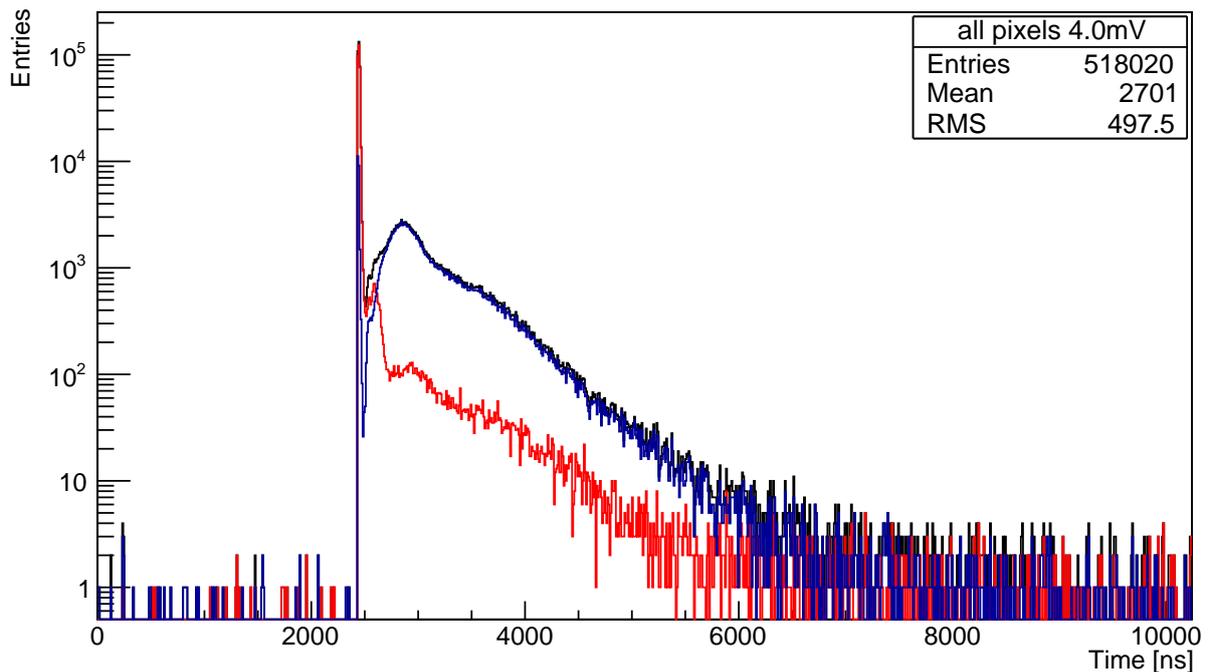


Abbildung 4.7: Zeitverteilungen der Einträge der Messreihe 017, getrennt nach Rand- und Zentralpixeln: Neben der Darstellung der Zeitverteilung aller Pixel bei einer Amplitude ≥ 4 mV (obere Häufigkeitsverteilung, schwarz), analog zu Abbildung 4.6, sind auch die Zeitverteilungen eingetragen, die sich jeweils nur aus Einträgen der Rand- (mittlere Häufigkeitsverteilung, blau) und der Zentralpixel (untere Häufigkeitsverteilung, rot) zusammensetzen. Die Anzahl der Einträge in der Zeitverteilung, in der Signale aller 64 Pixel berücksichtigt werden (obere Häufigkeitsverteilung, schwarz) beträgt 518 020.

Die obere Verteilung zeigt, analog zur Abbildung 4.6, die Zeitverteilung für eine Amplitudenschwelle von 4 mV (schwarz). Die jeweils nächst niedrigere Verteilung zeigt die Zeitverteilung bei den Amplitudenschnitten von 10 mV (rot), 25 mV (grün), 50 mV (braun), 90 mV (lila) und 150 mV (blau). Mit Ansteigen des Amplitudenschnittes wird die Anzahl der Einträge des Effekts deutlich geringer. Die Anzahl der Einträge der Effektregion variiert, für das hier dargestellte Spektrum der Amplitudenschnitte von 4 mV bis 150 mV, um ca. drei Größenordnungen. Die Anzahl der Einträge des jeweiligen Maximalwertes jedoch nimmt vergleichsweise schwächer ab. Hier variiert die Anzahl der Einträge von minimalem bis zu maximalem Amplitudenschnitt lediglich um eine halbe Dekade. Bei einer Amplitudenschnittspannung von 185 mV sind keine Einträge im Effekt mehr vorhanden, die Zeitverteilung besteht dort lediglich aus Einträgen, die durch die direkte LED-Beleuchtung hervorgerufen werden.

4.4 PMT 2

Um auszuschließen, dass die analysierten und dargestellten Effekte auf den Defekt eines einzelnen PMTs zurückzuführen sind, wurden Messungen mit einem zweiten, baugleichen PMT [K5] unter

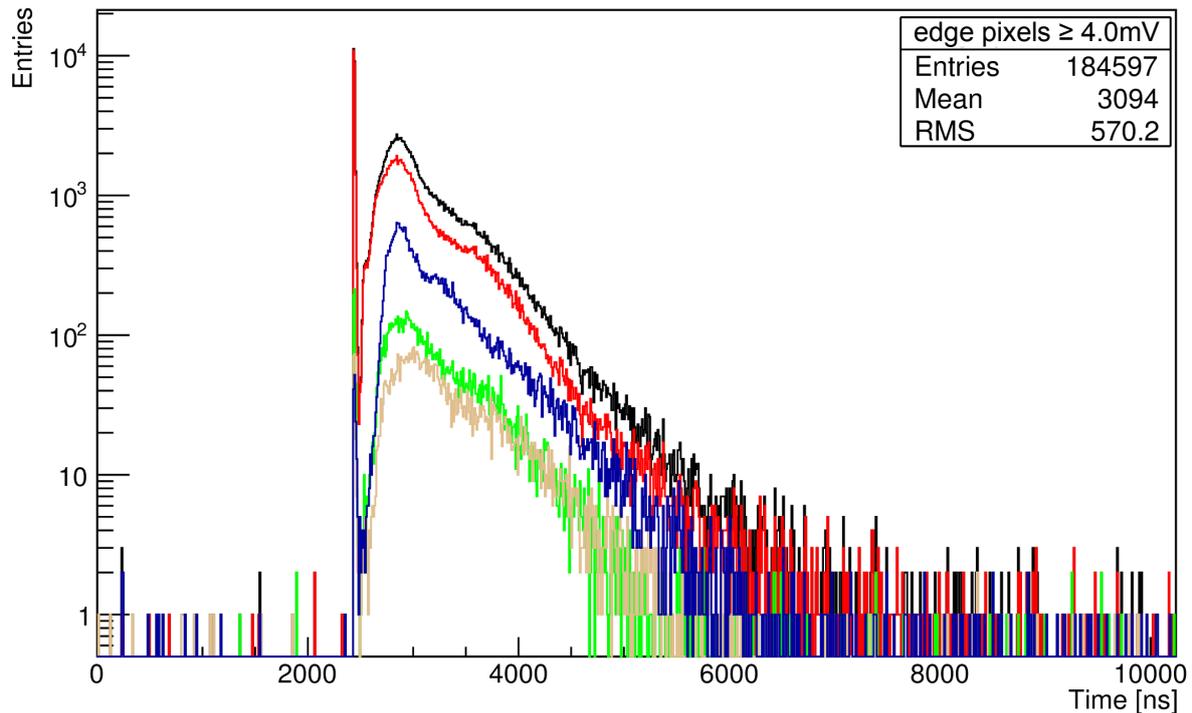


Abbildung 4.8: Zeitverteilungen der Einträge der Messreihe 017, Randpixel sind getrennt nach der jeweiligen Randseite des PMTs: Neben der Darstellung der Zeitverteilung aller Randpixel bei einer Amplitude ≥ 4 mV (obere Häufigkeitsverteilung, schwarz), sind von oben nach unten auch die Zeitverteilungen eingetragen, die sich jeweils nur aus Einträgen der Pixel der Unterseite (rot), der Oberseite (blau), der linken Seite (grün), sowie der rechten Seite des PMTs (braun) zusammensetzen. Die Anzahl der Einträge in der Zeitverteilung, in der Signale aller Randpixel berücksichtigt werden (obere Häufigkeitsverteilung, schwarz) beträgt 184 597.

Verwendung von Konfiguration β für zwei direkt beleuchtete Pixel (Pixel 09 und 45) durchgeführt (Kapitel 3). Die Auswahl der Pixel für den zweiten PMT erfolgte analog zur Auswahl der Pixel für den ersten PMT mit Hilfe einer Karte der Photokathode des PMTs (Abschnitt 3.1.2).

Die Abbildungen 4.10 zeigt die Anpassungsfunktionen Φ_i (Gleichung 4.1) der Spektren der integrierten Amplitudenverteilung im Triggerbereich. Die zu den Anpassungsfunktionen gehö-

Pixel	ID	Mittelwert μ	Standardabw. σ
09	024	1648 ± 1	436 ± 1
45	025	1619 ± 1	420 ± 1

Tabelle 4.3: Parameter der Anpassungsfunktionen Φ_i der festen Konfiguration β für PMT 2: Tabellarische Übersicht der Mittelwerte μ_i und Standardabweichungen σ_i der gaußförmigen Anpassungsfunktionen Φ_i . Mittelwert und Standardabweichung haben die Einheit Anzahl der ADC-Zähler mal Zeit[ns].

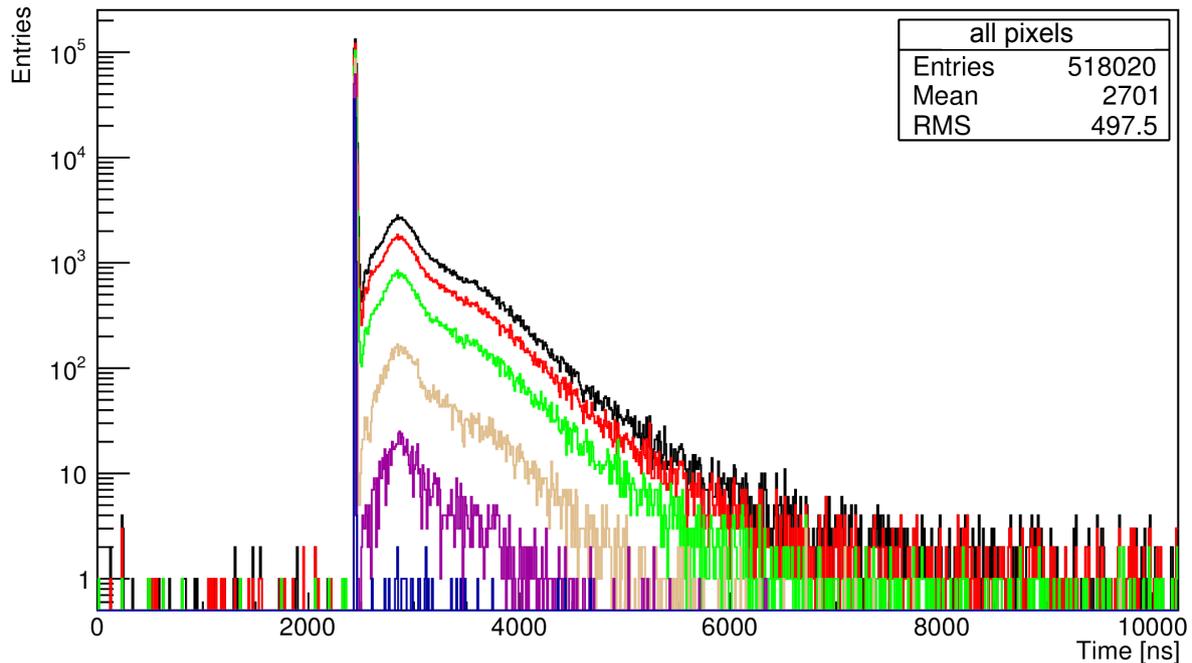


Abbildung 4.9: Zeitverteilungen der Einträge der Messreihe 017 für verschiedene Amplitudenschnitte: Die obere Zeitverteilung zeigt alle Einträge mit einer Amplitude ≥ 4 mV (schwarz). Die jeweils nächst niedrigere Verteilung zeigt die Zeitverteilung bei den Amplitudenschnitten von 10 mV (rot), 25 mV (grün), 50 mV (braun), 90 mV (lila) und 150 mV (blau). Die Anzahl der Einträge in der Zeitverteilung, in der Signale aller Randpixel berücksichtigt werden (schwarze Häufigkeitsverteilung) beträgt 518 020.

renden Mittelwerte μ_i und die Standardabweichungen σ_i sind in Tabelle 4.3 dargestellt. In Abbildung 4.11 ist die beispielhafte Zeitverteilung für Pixel 09 aufgetragen.

Die Abbildungen 4.10 und 4.11, sowie Tabelle 4.3 für PMT 2 zeigen die Abweichungen von den Abbildungen und der Tabelle, die für PMT 1 erstellt wurden (Kapitel 4). Eine mögliche Ursache für Abweichungen liegt in den unterschiedlichen Verstärkungen der beiden PMTs, da die Verstärkungen zwischen Pixeln bis zu einem Faktor $f = 3$ voneinander abweichen können [14]. Hier sind jedoch keine signifikanten Abweichungen festzustellen, sodass die in den vorherigen Kapiteln und Abschnitten gewonnenen Erkenntnisse und getroffenen Aussagen, innerhalb der entsprechenden Serie des Herstellers, nicht von der Wahl des PMTs abhängen.

4.5 Vergleich mit den Daten der AMIGA-Erweiterung des Pierre-Auger-Observatoriums

Mit den Zeitverteilungen im Effektbereich bzw. im Bereich der Häufung H1 für verschiedene Amplitudenschnittspannungen U_i , wie sie in Abbildung 4.9 dargestellt sind, ist es nun möglich, Effektraten zu bestimmen. Diese können mit den Daten einer Messreihe, die mit der

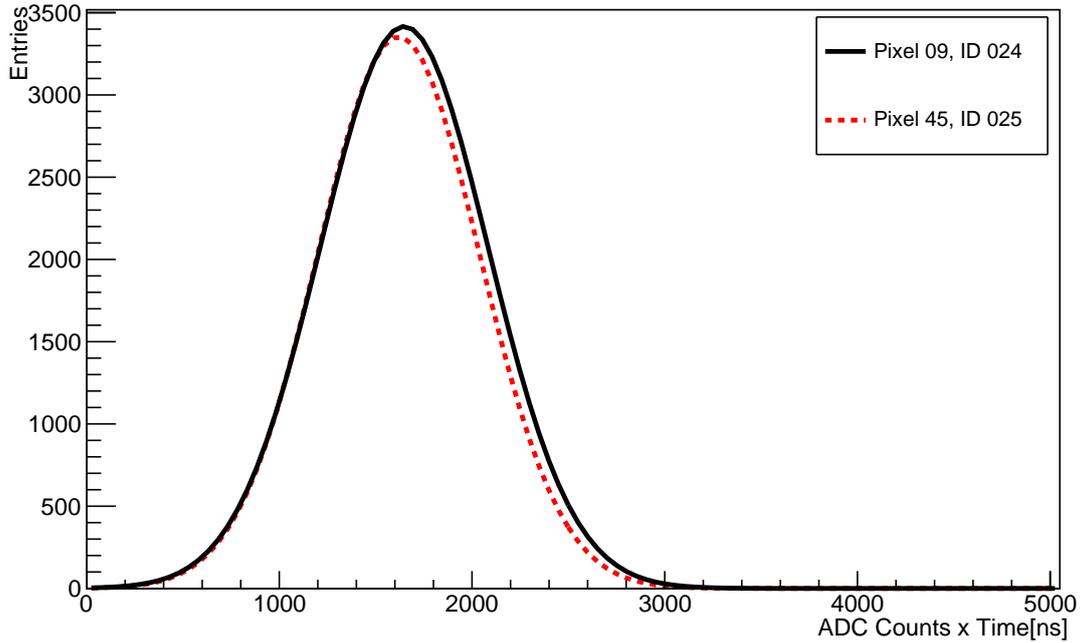


Abbildung 4.10: Anpassungsfunktionen Φ_i der integrierten Signalamplituden der festen Konfiguration β für PMT 2: Farbcodierung und Liniensstil dienen zur Identifikation des jeweiligen Pixels bzw. der jeweils zur Messreihe gehörenden Datenidentifikationsnummer und können der Legende entnommen werden.

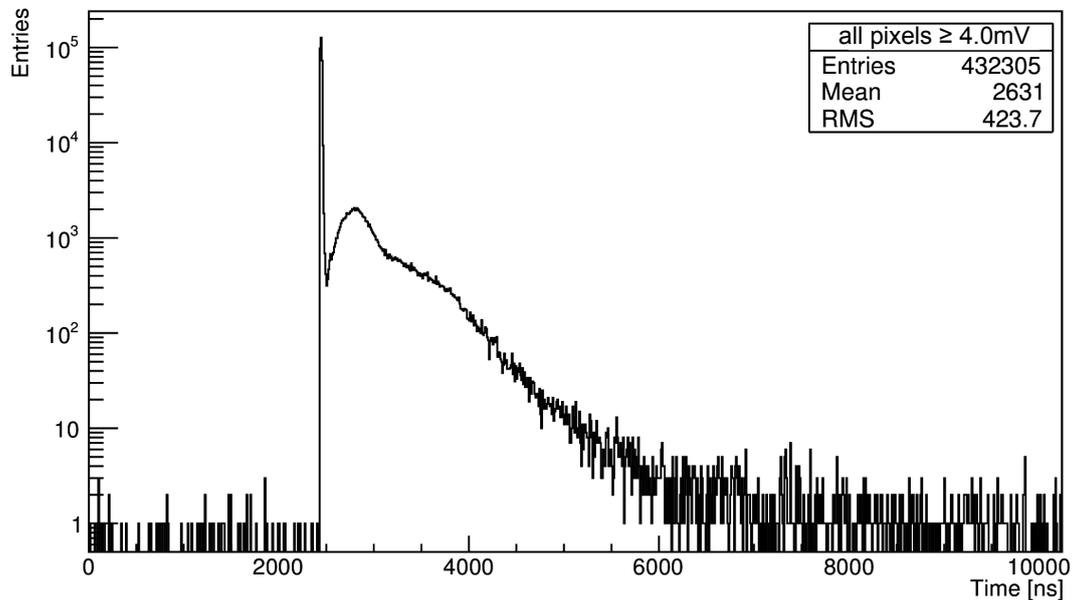


Abbildung 4.11: Zeitverteilung der Einträge der Messreihe 024: Auf der x -Achse ist die Zeit in ns, auf der y -Achse die Häufigkeit aufgetragen. In diese Zeitverteilung gehen 432 305 Signale ein, die mit allen 64 Pixeln und einer Amplitudenspannung von mindestens 4 mV aufgenommen wurden. Die Häufung um den Maximalwert kann auf die direkte Beleuchtung durch die LED zurückgeführt werden, die zweite Häufung stellt den Effekt dar.

AMIGA-Erweiterung des Pierre-Auger-Observatoriums aufgenommen wurde, verglichen werden. AMIGA (auger muons and infill for the ground array) ist eine Erweiterung des Pierre-Auger-Observatoriums, zur Messung von hochenergetischen Myonen ($E \gtrsim 10^9$ eV) (Abschnitt 1.2). Es handelt sich um den gleichen Datensatz, welcher auch für Abbildung 1.1 verwendet wurde. Im Folgenden wird diese Messreihe der AMIGA-Erweiterung Vergleichsmessung genannt.

Effektrate

Unter einer Rate r versteht man die Anzahl N_A einer Größe, die auf ein Zeitintervall Δt normiert wird: $r = \frac{N_A}{\Delta t}$. In diesem Fall wird mit Effektrate das Verhältnis des aufgetretenen Effekts zum Maximalwert der Häufung H1 bezeichnet (Abschnitt 4.1). Die zugehörige Formel lautet $r = \frac{\text{Summe der Einträge in Effektbereich}}{\text{Maximale Anzahl der Einträge in Triggerbereich}}$. Die Effektrate ist ein Maß für die Stärke des Effektes und lässt einen Vergleich zwischen den Labormessungen, und den Messdaten der AMIGA-Erweiterung zu. Mit diesem Vergleich ist es möglich, die für diese Arbeit aufgenommen Messdaten als Basis der durchgeführten Untersuchungen des Effektes, zu verifizieren.

Effektraten der Konfiguration β

Um die Effektraten zu bestimmen, werden die Signale aller 64 Pixel im Zeitintervall des Effektes (Tabelle 4.1) in allen Ereignissen der jeweiligen Messreihe aufsummiert und durch den Maximalwert der Häufungen im Zeitintervall von H1 geteilt. Dieser Vorgang wird für verschiedene Amplitudenschnitte U_{Schnitt}^i durchgeführt. Im Fall der hier angewendeten Amplitudenschnitte reichen die Spannungen von $U_{\text{Schnitt}}^{\min} = 4$ mV bis $U_{\text{Schnitt}}^{\max} = 160$ mV. Die Schrittgröße beträgt konstant 1 mV.

Effektrate der Messdaten der AMIGA-Erweiterung

Um die Effektraten der Vergleichsmessung direkt mit den Ergebnissen der Labormessungen vergleichen zu können, muss diese zuerst umgerechnet werden. Die Effektrate der Vergleichsmessung wird analog für eine an der AMIGA-Elektronik eingestellten Schwellenspannung $U_{\text{Schwelle}}^{\text{AMIGA}} = 100$ mV bestimmt. Die Vergleichsmessung wurde bereits in Abschnitt 1.1, anhand von Abbildung 1.1, vorgestellt. Die Messung wurde am 23.03.2010 gestartet und dauerte ungefähr 18 Tage. Zur Datennahme wurde ein AMIGA-Myonenzähler verwendet, welcher seitlich versetzt unterhalb der SD-Station Corrientes installiert ist. Die Vergleichsmessung umfasst 183 863 Ereignisse, welche mit der Triggerbedingung OCC8 und einer an der AMIGA-Elektronik eingestellten Schwellenspannung von 100 mV aufgenommen wurden [1]. OCC bezeichnet die Besetzungszahl (occupancy, OCC) der 64 Pixel (Abschnitt 1.2). Im Fall von OCC8 werden nur Ereignisse gespeichert, bei denen mindestens acht Pixel gleichzeitig ein Signal detektiert haben. Eine Analyse der 183 863 Ereignisse der Vergleichsmessung ergibt im Mittel eine Anzahl von $n_{\text{OCC8}} = (10,75 \pm 0,01)$

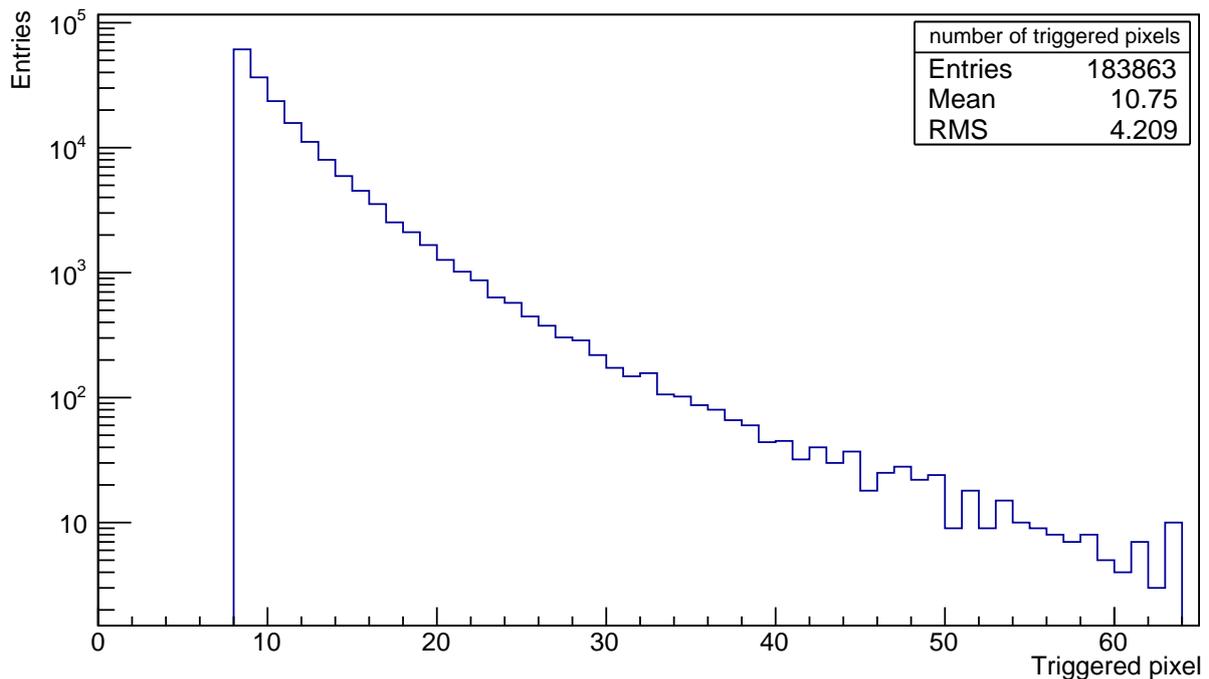


Abbildung 4.12: Verteilung der Pixel der Vergleichsmessung, die mit der Triggerbedingung OCC8 gleichzeitig ein Signal detektiert haben: Auf der x -Achse ist die Anzahl der getriggerten Pixel, auf der y -Achse ist die Häufigkeit aufgetragen. In der hier dargestellten Vergleichsmessung sind 183 863 Ereignisse registriert worden. Da OCC8 Triggerbedingung ist, sind keine Einträge bei $x < 8$ zu finden.

zeitgleichen Signalen, die zum Auslösen des Triggers geführt haben. Die Verteilung der Anzahl der zeitkonizidenten Pixel ist für die Vergleichsmessung in Abbildung 4.12 dargestellt. Die Anzahl der Einträge des Effektes der Vergleichsmessung, die $n = 774\,903$ beträgt, muss für einen Vergleich mit den für diese Arbeit aufgenommen Messdaten, welche einer Besetzungszahl OCC1 entsprechen, um den Faktor n_{OCC8} korrigiert werden. Das liegt daran, dass die Triggerbedingung OCC8 einer gleichzeitigen, direkten Beleuchtung von ungefähr 11 Kanälen unter Triggerbedingung OCC1 entspricht. Die korrigierte Anzahl der Einträge im Effekt ergibt sich zu $72\,084 \pm 67$. Der Fehler dieser Zahl berechnet sich allein aus dem Fehler von n_{OCC8} .

Neben der Korrektur der Anzahl der Einträge des Effektes aufgrund der unterschiedlichen Besetzungszahl muss außerdem die Schwellenspannung $U_{\text{Schwelle}}^{\text{AMIGA}} = 100 \text{ mV}$ in den entsprechenden Wert des Amplitudenschnittes umgerechnet werden, da die Signale der Vergleichsmessung, vor dem Vergleich mit der Schwellenspannung erst durch einen Operationsverstärker verstärkt werden. Außerdem ist der PMT in der AMIGA-Elektronik anders als in den Labormessungen nicht mit 50Ω , sondern mit 180Ω abgeschlossen worden. Da die Messungen, die für diese Arbeit durchgeführt wurden, ohne angeschlossene AMIGA-Elektronik und somit ohne Operationsverstärker aufgenommen wurden, muss der Verstärkungsfaktor κ der gesamten AMIGA-Elektronik ermittelt und die Schwellenspannung der Vergleichsmessung entsprechend korrigiert werden.

Messung	Mittelwert μ	Standardabw. σ	$\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$
mit Operationsverstärker	$(0,383 \pm 0,003) \text{ mV}$	$(0,084 \pm 0,003) \text{ mV}$	1,209
ohne Operationsverstärker	$(0,0813 \pm 0,0005) \text{ mV}$	$(0,0106 \pm 0,0003) \text{ mV}$	1,339

Tabelle 4.4: Parameter der Anpassungsfunktionen Φ_i der Messungen der Verstärkung κ des Operationsverstärkers.

Zur Bestimmung von κ werden Dunkelmessungen mit einem Pixel des PMTs durchgeführt. Es werden zwei Messreihen aufgenommen, eine mit und eine ohne angeschlossenen Operationsverstärker. Im Fall des angeschlossenen Operationsverstärkers beträgt der Abschlusswiderstand des PMTs 180Ω , im anderen Fall 50Ω . Die Auslese dieser Signale erfolgte mit einem aktiven Tastkopf [K6], welcher an einem Oszillographen [G9] angeschlossen ist. Unter einer Dunkel-messung versteht man in diesem Fall die Messung von PMT-Signalen, die durch thermisches Rauschen ausgelöst werden. Die Stärke der Signale bewegt sich in der Größenordnung der Signale, welche durch einzelne, in den PMT einfallende, Photonen ausgelöst werden (single photo electron, SPE). Die SPE-Messung wird oft verwendet, um die Quanteneffizienz eines PMTs zu bestimmen (Abschnitt 1.3). Da bei Dunkelmessungen vergleichsweise schwache Signale detektiert werden, ist die Schwellenspannung sehr niedrig gewählt. Das hat zur Folge, dass mit jeder Messung auch eine relativ große Anzahl an Signalen, ausgelöst durch elektronisches Rauschen, aufgenommen wird. Die durch thermisches Rauschen ausgelösten Signale, die die SPE-Häufung bilden, haben, im Vergleich zum elektronischen Rauschen, eine höhere Amplitude und können so von diesen getrennt werden.

Abbildung 4.13 zeigt den Vergleich der Dunkelmessungen mit je 10 000 Einträgen mit angeschlossenem Operationsverstärker und einem Abschlusswiderstand des PMTs von 180Ω (oben) und ohne angeschlossenen Operationsverstärker und mit einem Abschlusswiderstand des PMTs von 50Ω (unten). Aus den beiden Mittelwerten der Amplituden der SPE-Häufungen ergibt sich der Verstärkungsfaktor κ . Die Mittelwerte der SPE-Häufungen werden mit je einer Anpassungsfunktion Φ (Gaußfunktion, Gleichung 4.1) an die rechte Seite der Signalhäufung bestimmt. Die Parameter der beiden Anpassungsfunktionen sind in Tabelle 4.4 aufgelistet. Der sich ergebende Verstärkungsfaktor κ beträgt $\kappa = 4,717 \pm 0,002$. Mit diesem Faktor entspricht die Schwellenspannung von 100 mV , welche an der AMIGA-Elektronik eingestellt wird, einem Amplitudenschnitt von $(21,2 \pm 0,2) \text{ mV}$ in den Messdaten, die für diese Arbeit aufgenommen wurden.

Die oben erwähnten und bestimmten Faktoren dienen einem Vergleich der Messungen, die für diese Arbeit aufgenommen wurden, und den Messdaten der AMIGA-Erweiterung, deren Effekt es zu untersuchen gilt.

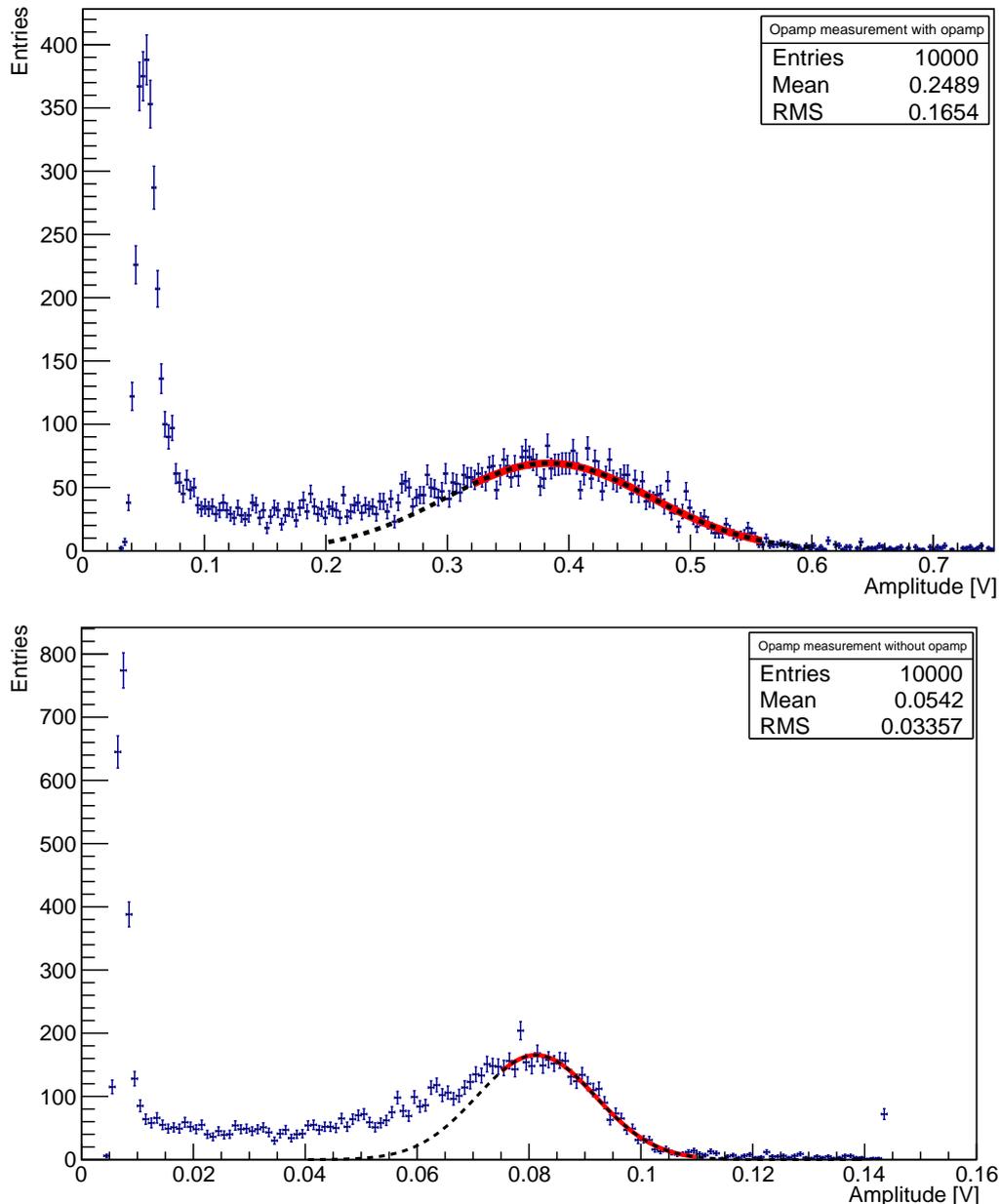


Abbildung 4.13: Messungen der SPE-Häufung mit und ohne Operationsverstärker im Vergleich: Auf der x -Achse ist die Spannung in mV, auf der y -Achse ist die Häufigkeit aufgetragen. Das Amplitudenspektrum der SPE-Häufung ist zusätzlich mit einer Anpassungsfunktion dargestellt. Die Anpassungsfunktion wird auf den durchgängig gezeichneten und rot eingefärbten Bereich eingegrenzt. Um die Anpassungsfunktion selbst deutlicher darzustellen, ist sie als Funktion, über den für die eigentliche Anpassung verwendeten Bereich hinaus, gestrichelt eingezeichnet. Signale mit niedriger Amplitude resultieren aus elektronischem Rauschen. Bei beiden Messungen wurden je 10 000 Signale registriert. **Oben:** Messung mit angeschlossenen Operationsverstärker und Abschlusswiderstand des PMTs von $180\ \Omega$. **Unten:** Messung ohne angeschlossenen Operationsverstärker und Abschlusswiderstand des PMTs von $50\ \Omega$.

Vergleichende Darstellung und Auswertung der Effektraten für Messungen mit Konfiguration β und der Vergleichsmessung

Nach der Korrektur der Anzahl der Einträge in der Effektregion und der Bestimmung des Verstärkungsfaktors κ , sind sowohl der x - als auch der y -Wert für die Vergleichsmessung in der Darstellungsart der Messreihen, die für diese Arbeit aufgenommen wurden, bekannt. Somit ist ein direkter Vergleich der verschiedenen Messungen möglich. Abbildung 4.14 zeigt diesen Vergleich. In die Abbildung sind die Effektraten in Abhängigkeit der Spannung der Amplitudenschnitte für Messreihe 017 (Konfiguration β) und die Vergleichsmessung aufgetragen. Bei dem Vergleich der Messreihen wird festgestellt, dass die Effektraten der Konfiguration β in der Größenordnung der Effektrate der Vergleichsmessung liegen. Daher können die genommenen Labordaten verwendet werden, um den Effekt in erster Näherung detaillierter zu analysieren.

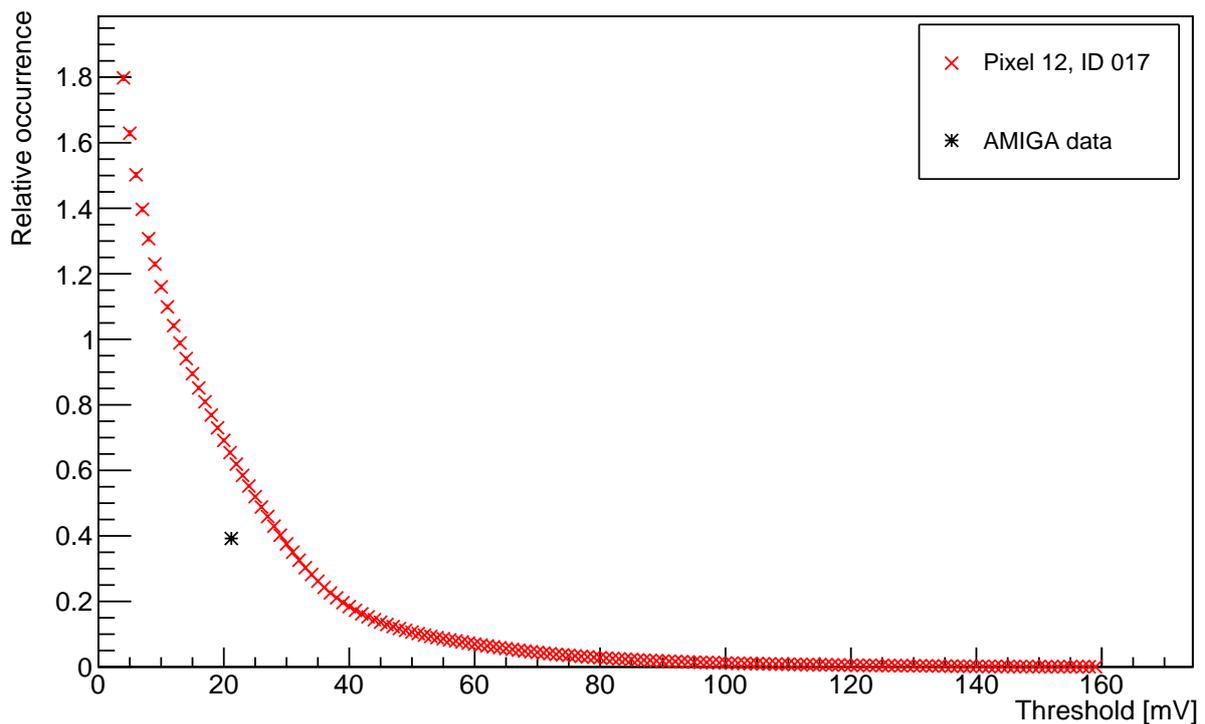


Abbildung 4.14: Effektraten der gemessenen Konfiguration β im Vergleich mit einer Messreihe der AMIGA-Erweiterung: Zur besseren Übersicht ist nur der Vergleich mit Pixel 12 aufgetragen. Die roten Kreuze repräsentieren die ermittelten Effektraten von Messungen mit Konfiguration β . Die Effektrate der Messwerte der AMIGA-Erweiterung ist als sternförmiger, schwarzer Punkt in die Abbildung eingetragen. Alle Werte sind mit den zugehörigen Fehlern eingetragen, welche aufgrund ihrer Größe nicht zu erkennen sind.

4.6 Erweiterter Vergleich der Effektraten mit Konfiguration α

An dieser Stelle soll der Vergleich der Effektraten von Konfiguration β und der Vergleichsmessung (Abschnitt 4.5) um einen Vergleich mit der Konfiguration α erweitert werden. Die Konfiguration α ist in den Analysen bisher nicht verwendet worden, da mit dieser Konfiguration Messungen mit geringerer Statistik durchgeführt wurden (Kapitel 4).

Um den Grund der voneinander abweichenden Effektraten beider Konfigurationen α und β zu ermitteln, wird abschließend ein Vergleich der integrierten Signalamplituden im Triggerbereich für beide Konfigurationen durchgeführt (Abschnitte 4.1 und 4.2). Dieser Vergleich der integrierten Signalamplituden ist in Abbildung 4.16 mit Hilfe der entsprechenden Ausgleichsfunktionen (Abschnitt 4.2.1) für das jeweils direkt beleuchtete Pixel 12 dargestellt. Die Mittelwerte μ_i geben Aufschluss über die Anzahl an Photonen (Intensität), die während eines einzelnen Pulses des PGs in der LED erzeugt werden. Ein kleiner Mittelwert steht dabei für eine vergleichsweise schwache Intensität der LED, ein großer Mittelwert für eine vergleichsweise starke Intensität.

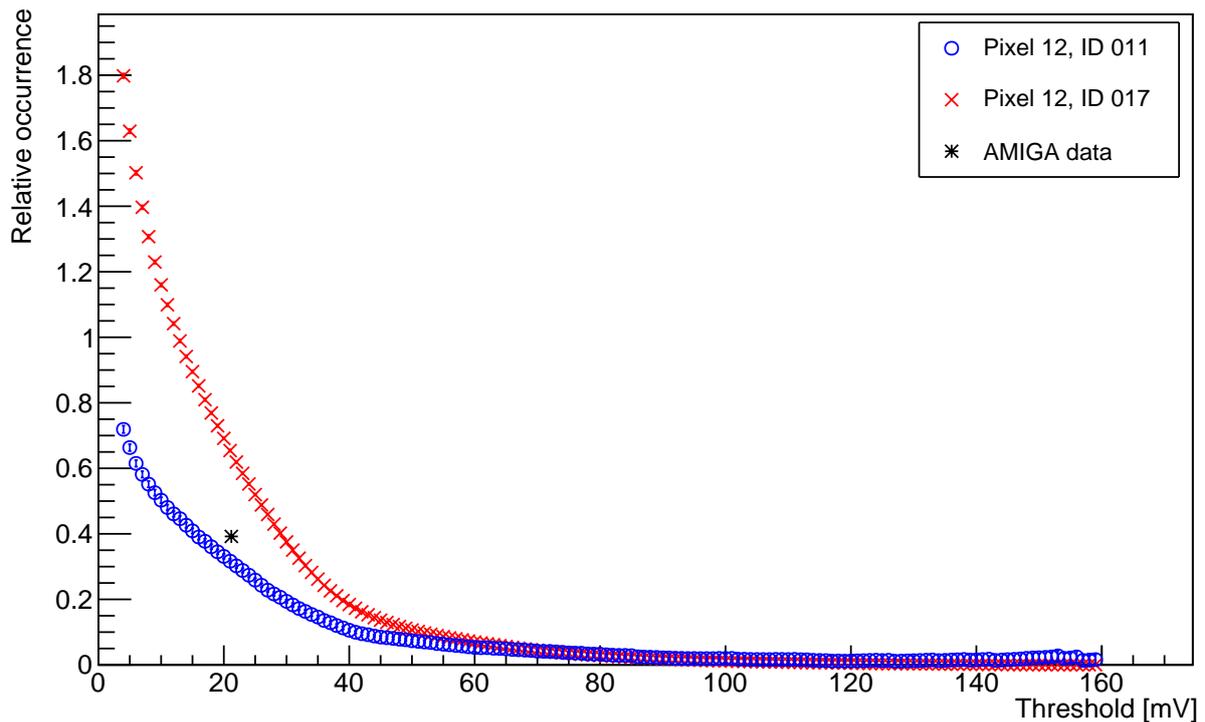


Abbildung 4.15: Effektraten der gemessenen Konfigurationen α und β im Vergleich mit einer Messreihe der AMIGA-Erweiterung: Zur besseren Übersicht ist nur der Vergleich mit Pixel 12 aufgetragen. Die blauen Kreise repräsentieren die ermittelten Effektraten mit Konfiguration α , die roten Kreuze repräsentieren die ermittelten Effektraten mit Konfiguration β . Die Effektrate der Messwerte der AMIGA-Erweiterung ist als sternförmiger, schwarzer Punkt in die Abbildung eingetragen. Alle Werte sind mit den zugehörigen Fehlern eingetragen, welche aufgrund ihrer Größe teilweise nicht zu erkennen sind.

Über die tatsächliche Anzahl der erzeugten Photonen je Beleuchtung kann keine Aussage getroffen werden. Dazu müsste der gesamte Messaufbau für Messungen der Ladung geeicht werden, was den Umfang dieser Bachelor-Arbeit übersteigt.

Der Abbildung 4.16 ist zu entnehmen, dass die schwächste Intensität für den Mittelwert der integrierten Signalamplituden im Triggerbereich von Konfiguration α mit $\mu = (902 \pm 5)$ ADC-Zähler mal Zeit [ns] vorliegt. Der entsprechende Mittelwert für Konfiguration β beträgt $\mu = (2268 \pm 2)$ ADC-Zähler mal Zeit [ns]. Die Werte der Ausgleichsfunktionen sind in Tabelle 4.5 vollständig angegeben. Die Mittelwerte sind proportional zur Anzahl der verwendeten Photonen je Beleuchtung einer Konfiguration, was bedeutet, dass bei Beleuchtungen mit Kon-

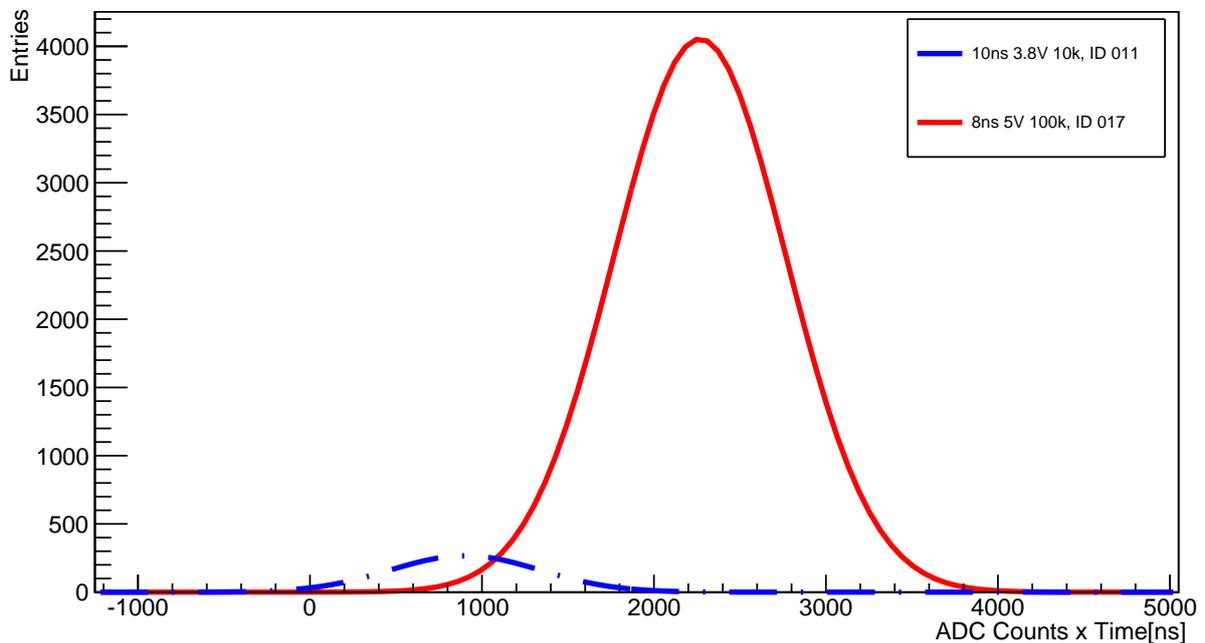


Abbildung 4.16: Anpassungsfunktionen Φ_i der integrierten Signalamplituden eines festen Pixels: Das für diese Darstellung gewählte Pixel, welches direkt beleuchtet wurde, ist für beide Messreihen Pixel 12. Farbcodierung und Linienstil dienen zur Identifikation der jeweiligen Konfiguration, bzw. der jeweils zur Messreihe gehörenden Datenidentifikationsnummer und können der Legende entnommen werden.

Name	ID	Konfig.	n_{Pixel}	Mittelwert μ	Standardabw. σ
α	011	10 ns, 3,8 V	10 000	902 ± 5	436 ± 4
β	017	8 ns, 5 V	100 000	2268 ± 2	501 ± 1

Tabelle 4.5: Parameter der Anpassungsfunktionen Φ_i eines festen Pixels: Mittelwerte μ_i und Standardabweichungen σ_i der gaußförmigen Anpassungsfunktionen für Messungen, bei denen Pixel 12 direkt beleuchtet wurde, die Konfigurationen von Pulsbreite und Amplitude des PGs jedoch variieren. μ und σ haben die Einheit Anzahl der ADC-Zähler mal Zeit [ns]. n_{Pixel} bezeichnet die Anzahl an Beleuchtungen, die innerhalb der jeweiligen Messreihe durchgeführt wurden.

figuration α weniger Photonen generiert werden, als bei einer Beleuchtung unter Verwendung von Konfiguration β .

In Abbildung 4.15 sind, analog zu Abbildung 4.14, die Effektraten für die Konfigurationen α und β in Abhängigkeit der Spannung der Amplitudenschnitte aufgetragen. Die Effektrate der Vergleichsmessung ist für eine Amplitudenschnittspannung von $(21, 2 \pm 0, 2)$ mV eingetragen. Bei diesem Vergleich wird festgestellt, dass der Graph von Konfiguration α unterhalb des Graphen von Konfiguration β und des Punktes der Vergleichsmessung verläuft, sich aber ebenfalls in der gleichen Größenordnung befindet. Die Messung mit der Konfiguration α ist in guter Übereinstimmung mit der Messung mit der AMIGA-Erweiterung. Daher sind die hier dokumentierten Resultate der Labormessungen für die Messungen im tatsächlichen Experimentaufbau im Pierre-Auger-Observatorium relevant.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde das Signalverhalten eines Multianoden-Photomultipliers (PMT) [K1] auf einer Zeitskala von bis zu $\Delta t \approx 10 \mu\text{s}$ untersucht. Motiviert wurde diese Untersuchung durch Messungen mit der AMIGA-Erweiterung (auger muons and infill for the ground array) des Pierre-Auger-Observatoriums in Argentinien, mit der es möglich ist, über unterirdische Detektorstationen Myonen zu identifizieren, die in durch die Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre entstehenden Luftschauern auftreten. Die Myonen treffen auf einen unterirdischen Szintillator, in welchem Szintillationslicht erzeugt wird. Dieses wird von einem PMT registriert. Neben den Signalen, die auf einen Myoneinfall ($E_{\text{Myon}} \geq 10^9 \text{ eV}$ [7]) zurückzuführen sind, werden im zeitlichen Abstand von ungefähr einer Mikrosekunde weitere Signale registriert. Aufgrund des zeitlichen Abstandes zum Signal des Myons und der Größe des Multianoden-PMTs kann, im Fall der AMIGA-Erweiterung, ein klassisches Nachpulsen als Erklärung dieses Effektes ausgeschlossen werden.

Ziel dieser Arbeit war es, das Auftreten der verzögerten Signale in Daten von Labormessungen, welche ohne die angeschlossene AMIGA-Elektronik in einem Teststand aufgenommen wurden, näher zu untersuchen. Die vom PMT zu detektierenden Signale wurden in diesem Teststand von einer LED [K3] generiert, die von einem Pulsgenerator (PG) [G8] betrieben wurde. Dabei wurden individuelle Pixel mit 10 000 oder 100 000 Beleuchtungen je Messreihe angeregt. Die Beleuchtungen fanden mit unterschiedlichen Konfigurationen von Pulsbreite und Amplitudenspannung des PGs statt. Die Auslese der Signale des PMTs erfolgte mit Hilfe von analog to digital convertern (ADC) [G5], welche eine Abtastrate von 100 MHz aufweisen. Im Anschluss wurden die Daten auf einem Computer gespeichert und im nächsten Schritt konvertiert. Bei dieser Konvertierung wurden für jede Einzelmessung einer Messreihe die registrierten Signale invertiert, der auftretende Achsenversatz abgezogen und eine Amplitudenschwelle eingeführt, um das Rauschen zu entfernen. Durch diese Konvertierung konnte die Dateigröße der Rohdaten auf ca. ein Hundertstel reduziert werden.

An die Konvertierung anschließend erfolgte eine zeitliche Einteilung der gemessenen Signale in vier Intervalle (Tabelle 4.1). Eine Zeitverteilung stellt die Anzahl der gemessenen Signale als Funktion der Zeit dar. Für die durchgeführte Analyse der Datensätze sind die beiden Intervalle der Häufung H1 und der Effektregion relevant. Das Intervall der Häufung H1, auch Triggerbereich genannt, erstreckt sich von 2 420 ns bis 2 520 ns. Die eingetragenen Signalamplituden in diesem Intervall können vollständig auf die direkte Beleuchtung durch die LED zurückgeführt werden. Das Intervall der Effektregion schließt sich dem Intervall der Häufung H1 an und verläuft von 2 521 ns bis 6 500 ns.

In der Analyse der Daten der Labormessung konnte festgestellt werden, dass alle Labormessungen den gleichen Effekt zeigen wie die Vergleichsmessung mit der AMIGA-Erweiterung. Die Wahrscheinlichkeit, mit der der Effekt auftritt, beträgt, bei einer Schwellenspannung zur Rauschunterdrückung von 4 mV, ca. 2%. Da die Labormessungen ohne angeschlossene AMIGA-Elektronik durchgeführt wurden, kann die Entstehung des Effektes auf eine Ursache im PMT selbst zurückgeführt werden. Da die Ergebnisse der Analysen für zwei unterschiedliche PMTs des selben PMT-Typs (Abschnitt 4.4) innerhalb der durch die Hardware vorgegebene Schwankung übereinstimmen [14], ist ein Defekt der beiden PMTs sehr unwahrscheinlich. Das Gesamtverhalten der PMTs, inklusive der Ergebnisse der Analyse der Einträge in der Effektregion ist somit kein Einzelfall und muss bei einer Verwendung dieses PMT-Typs, zumindest in den Bereichen, in denen die PMTs bei diesen Labormessungen verwendet wurden, berücksichtigt werden. Die Einträge der Effektregion werden zum größten Teil durch die unteren Randpixel des PMTs (Abbildung 3.3) beigetragen. Weiterhin wurde die Abhängigkeit der Anzahl der Einträge der Effektregion von den auftretenden Signalamplituden untersucht. Dazu wurden Amplitudenschnitte eingeführt, welche als Filter in den Zeitverteilungen dienen. Bei einem Amplitudenschnitt von 185 mV sind keine Einträge in der Effektregion mehr zu finden. Die einzigen Einträge, die bei diesem Amplitudenschnitt in der Zeitverteilung verbleiben, sind um den Maximalwert der Häufung H1 zu finden. Diese können gänzlich auf die direkte Beleuchtung durch die LED zurückgeführt werden (s.o.).

Ein Vergleich der Labordaten mit der Vergleichsmessung mit der AMIGA-Erweiterung wird mit Hilfe der Effektraten durchgeführt. Unter der Effektrate versteht man das Verhältnis der Summe der Einträge in der Effektregion normiert auf den Maximaleintrag im Triggerbereich. Die Effektrate wird für verschiedene Amplitudenschnitte gebildet. Beim Vergleich der Effektraten ist festzustellen, dass die Effektraten der Labormessungen mit beiden am PG eingestellten Konfigurationen α (3,8 V Amplitudenspannung, 10 ns Pulsbreite) und β (5 V Amplitudenspannung, 8 ns Pulsbreite) in der gleichen Größenordnung liegen, wie die Effektrate der Vergleichsmessung und somit zur Untersuchung des Effektes benutzt werden können. Die Effektrate der Konfiguration α verläuft unterhalb der Konfiguration β und der Vergleichsmessung. Da sie außerdem einen geringeren Abstand zur Effektrate der Vergleichsmessung besitzt, ist diese Konfiguration besser geeignet, um den Effekt näher zu untersuchen.

Da für die Messungen die Reduktion der Intensität des Lichtes, mit welchem die Photokathode des PMTs beleuchtet wird, essentiell ist, sollte für etwaige zukünftige Messungen ein Bauteil zur Lichterzeugung verwendet werden, welches in seiner Intensität besser geregelt werden kann. Mögliche Bauteile sind beispielsweise eine gesondert auf die Bedürfnisse dieser Messung, abgestimmte LED oder ein entsprechender Laser. Um die Vergleichbarkeit der Messungen und die Genauigkeit der Umrechnungen zu verbessern, sollte der Teststand geeicht werden. So ist die Ladung des mit dem PMT detektierten Signals einer jeden Beleuchtung bei eingestellter Pulsbreite und Amplitude genau bekannt. Um den Effekt grundsätzlich zu untersuchen, sollten Messungen mit PMT-Modellen einer anderen Serie des Herstellers durchgeführt werden. So kann

festgestellt werden, ob der Effekt auch bei weiteren PMT-Typen bzw. Produktreihen auftritt. Über einen Vergleich des Aufbaus der unterschiedlichen PMTs ist es dann möglich, Schlüsse über die Herkunft des Effekts zu ziehen.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Zeitverteilung aller registrierten Ereignisse einer Messreihe der AMIGA-Erweiterung des Pierre-Auger-Observatoriums	4
1.2	Pierre-Auger-Observatorium	5
1.3	Darstellung der AMIGA-Erweiterung	8
1.4	Foto der AMIGA-Elektronik	9
1.5	Schematische Darstellung eines PMTs	10
1.6	Transmission verschiedener Glasarten von Eintrittsfenstern eines PMTs in Abhängigkeit der jeweiligen Wellenlänge	11
1.7	Schematische Darstellung eines Multianoden-PMTs	16
1.8	Fotos des in der Arbeit untersuchten PMTs	18
2.1	Versuchsaufbau	21
2.2	PMT-Karte	22
2.3	Anordnung innerhalb der Dunkelkiste	23
3.1	xy-Scan	28
3.2	Einzelpixeldarstellung nach Art des xy-Scans	29
3.3	Pixel-Messung	30
3.4	Ereignis vor der Konvertierung	31
3.5	Ereignis nach der Konvertierung	33
4.1	Beispielereignis	35
4.2	Zeitverteilung mit Amplituden von 3mV oder mehr	36
4.3	Zeitverteilung mit Amplituden von 4mV oder mehr	37
4.4	Spektrum integrierter Signalamplituden	39
4.5	Anpassungsfunktionen Φ_i der integrierten Signalamplituden einer festen Konfiguration	40
4.6	Zeitverteilung der Einträge der Messreihe 017	42
4.7	Zeitverteilungen der Einträge der Messreihe 017, getrennt nach Rand- und Zentralpixeln	43
4.8	Zeitverteilungen der Einträge der Messreihe 017, die Randpixel sind getrennt nach der jeweiligen Randseite des PMTs	44
4.9	Zeitverteilungen der Einträge der Messreihe 017 für verschiedene Amplitudenschnitte	45
4.10	Anpassungsfunktionen Φ_i der integrierten Signalamplituden der festen Konfiguration β für PMT 2	46

4.11	Zeitverteilung der Einträge der Messreihe 024	46
4.12	Verteilung der Pixel der Vergleichsmessung, die mit der Triggerbedingung OCC8 gleichzeitig ein Signal detektiert haben	48
4.13	Messungen der SPE-Häufung mit und ohne Operationsverstärker im Vergleich . .	50
4.14	Effektraten der gemessenen Konfiguration β im Vergleich mit einer Messreihe der AMIGA-Erweiterung	51
4.15	Effektraten der gemessenen Konfigurationen α und β im Vergleich mit einer Messreihe der AMIGA-Erweiterung	52
4.16	Anpassungsfunktionen Φ_i der integrierten Signalamplituden eines festen Pixels .	53

Tabellenverzeichnis

3.1	Messperioden der Datennahme mit PG 1 und PMT 1	25
3.2	Messperioden der Datennahme mit PG 2 und PMT 1	26
3.3	Messperioden der Datennahme mit PG 2 und PMT 2	26
3.4	Datenformat	34
4.1	Zeitliche Einteilung der Intervalle für weitere Analysen	38
4.2	Parameter der Anpassungsfunktionen Φ_i einer festen Konfiguration	41
4.3	Parameter der Anpassungsfunktionen Φ_i der festen Konfiguration β für PMT 2 .	44
4.4	Parameter der Anpassungsfunktionen Φ_i der Messungen der Verstärkung κ des Operationsverstärkers	49
4.5	Parameter der Anpassungsfunktionen Φ_i eines festen Pixels	53

Liste der verwendeten Geräte

- [G1] SIS 3100 PCI-VMI-Link Interface
- [G2] SIS 3100
- [G3] HP 214B Pulse Generator
- [G4] C.A.E.N Mod. N89 NIM-TTL-Adapter
- [G5] SIS 330x ADC (Kanäle 1-8 + 17-64), SIS 330x ADC (Kanäle 9-16)
- [G6] LRS Mod. 365 AL 4-Folder Logic Unit
- [G7] NHQ 202M
- [G8] HP 8110 150 MHz
- [G9] Agilent DSA 90804A

Liste der verwendeten Komponenten

- [K1] Photomultiplier Hamamatsu H8804-200MOD (Seriennummer ka0217)
- [K2] Koaxialkabel LEMO
- [K3] LED, blau, Wellenlänge 420 nm
- [K4] PMT Housing Board, v1.02.2008.11.03, Yury Kolotaev, Universität Siegen
- [K5] Photomultiplier Hamamatsu H8804-200MOD (Seriennummer ka0233)
- [K6] Agilent 1130A 1,5 GHz Active Probe

Liste der verwendeten Begriffe

ADC	Analog to Digital Converter
AMIGA	Auger Muon Infill for the Ground Array
FD	Fluoreszenzdetektor, fluorescence detector
HEAT	High Elevation Auger Telescopes
HV	High Voltage
LED	Licht emittierende Diode
NIM	Nuclear Instrumentation Standard
OCC	Besetzungszahl, occupancy
PCI	Peripheral Component Interconnect
PG	Pulsgenerator
PMT	Photomultiplier
SD	Oberflächendetektor, surface detector
SHV	Super High Voltage
SPE	Single Photo Electron
TTL	Transistor-Transistor-Logik
VME-Bus	Versa Module Eurocard-Bus

Literaturverzeichnis

- [1] R. Tcaciuc. *AMIGA PMT Studies*. November 2011.
- [2] I. Allekotte et al. for the Pierre Auger Collaboration. *The Surface Detector System of the Pierre Auger Observatory*. Dezember 2007.
- [3] Proposal by the Auger Assessment Committee. *AMIGA - Auger Muons and Infill for the Ground Array - Design Report*. Juni 2006.
- [4] The Pierre Auger Collaboration. *The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory*. Juli 2009.
- [5] M. Settimo et al. *Trigger efficiency of the infill detector for photon and hadron primaries*. 2011.
- [6] C. Grupen. *Astroteilchenphysik - Das Universum im Licht der kosmischen Strahlung*. Vieweg, September 2000.
- [7] M. Niechciol. *Muon counter simulation studies for the AMIGA enhancement of the Pierre Auger Observatory*. April 2011.
- [8] M. Pontz. *System Tests, Initial Operation and First Data of the AMIGA Muon Detector for the Pierre Auger Observatory*. Shaker Verlag, Dezember 2012.
- [9] C. Meurer et al. on behalf of the Pierre Auger Collaboration. *HEAT - a low energy enhancement of the Pierre Auger Observatory*. Mai 2011.
- [10] Hamamatsu Photonics. *Photomultiplier Tubes - Basics and Applications*. Third edition, 2006.
- [11] S. Querchfeld. *Test neuer Photomultiplier für die Entwicklung einer Auger-Nord Fluoreszenz Kamera*. Juli 2010.
- [12] E. Elmechaouri. *Entwicklung und Aufbau eines Teststandes zur Untersuchung von Photomultipliern für die Fluoreszenzdetektoren des Pierre-Auger-Observatoriums*. Mai 2004.
- [13] C. Grupen. *Teilchendetektoren*. BI-Wissenschaftsverlag, 1993.
- [14] Hamamatsu Photonics. *Multianode Photomultiplier Tube Assembly H8804-200 MOD for AMIGA*. Juni 2011.
- [15] U. Fröhlich. *Private Kommunikation*. Januar 2013.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit wahrnehmen, den Menschen zu danken, ohne die diese Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen wäre und die mich in der Zeit meines Studiums und meiner Bachelor-Arbeit unterstützt und motiviert haben.

Besonderer Dank gilt:

- Prof. Dr. Peter Buchholz, der es mir ermöglichte, diese Arbeit unter seiner Betreuung durchführen zu können. Nicht nur in der Zeit der Bachelor-Arbeit, sondern bereits im Vorfeld, konnte ich stets Fragen stellen und Rat einholen. Daneben möchte ich für die spannenden und interessanten Einblicke in die Astroteilchenphysik danken.
- Dr. Uwe Fröhlich, der nicht nur ein hervorragender Mentor während der Zeit meiner Arbeit war, mir stets mit seinem Programmierwissen, konstruktiver Kritik und Korrekturen weitergeholfen hat, sondern auch ein echter Freund geworden ist. Ich kann mir keinen besseren Mentor vorstellen.
- Prof. Dr. Karl-Heinz Kampert, Dr. Christian Pauly und Sascha Reinecke, für die Möglichkeit, den Wuppertaler Teststand für meine Messungen benutzen zu dürfen, und die Betreuung, die ich insbesondere vor Ort aber auch per Telefon und Email erhalten habe.
- Dr. Michael Ziolkowski, der mir bei keiner Frage zur Elektronik meines Messaufbaus eine Antwort schuldig geblieben ist.
- Meinen beiden Bürokollegen Christian Dehn und Sebastian Keckert, die mir nicht nur bei Problemen rund um \LaTeX oder des Programmierens zur Seite standen, sondern die auch jederzeit für eine gute und konstruktive Atmosphäre sorgten.
- Meiner Freundin Stephanie Ehling, die mir während meines gesamten Studiums stets zur Seite stand, mich unterstützte und die diese Arbeit Korrektur gelesen hat. Außerdem möchte ich ihr aus ganzem Herzen für den Ausgleich danken, den sie immer für mich darstellte und mir so besonders in der teilweise stressigen Zeit Ruhe und Kraft verlieh.
- Meinen Eltern Bettina und Rainer, die mich während meines ganzen Studiums mit vollen Kräften unterstützt haben, konstruktive Kritik übten, die diese Arbeit Korrektur gelesen haben und jederzeit ein offenes Ohr für mich hatten. Bessere Eltern kann man nicht haben.

Vielen herzlichen Dank!

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Bachelor-Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate und Ergebnisse Anderer kenntlich gemacht habe.

Ort, Datum

Unterschrift